

**Untersuchung von Neutronenspektren
im Forschungsreaktor Frankfurt (FRF)
in Abhängigkeit von Ort und Temperatur
mit einem Neutronen-Flugzeitspektrometer**

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann Wolfgang Goethe - Universität
zu Frankfurt am Main

1964

vorgelegt von
Dietrich Roßberg
aus Mittweida



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546413_0012

Untersuchung von Neutronenspektren
im Forschungsreaktor Frankfurt (FRF)
in Abhängigkeit von Ort und Temperatur
mit einem Neutronen - Flugzeitspektrometer

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann Wolfgang Goethe - Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von

D i e t r i c h R o ß b e r g

aus Mittweida

Gedruckt mit Genehmigung der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. W.Franz

1.Referent: Prof. Dr. E.Schopper

2.Referent: Dr. N.Fiebiger

Tag der mündlichen Prüfung: 22.7.1964

Tag der Promotion: 27.7.1964



Inhaltsverzeichnis

A. Einleitung	Seite 5
B. Beschreibung des Meßverfahrens	7
C. Meßapparatur und Meßanordnung	8
I.1. Der Neutronenchopper	8
I.2. Der Flugkanal	9
I.3. Detektoren	9
I.4. Der Flugzeitanalysator	10
a. Prinzip der Apparatur	10
b. Funktionsbeschreibung des Flugzeitanalysators	11
c. Technische Daten des Flugzeitanalysators	15
II. Reaktor und Strahlkanal	15
III. Kollimator	16
III.1. Beschreibung	16
III.2. Transmission des Kollimators in Abhängigkeit von der Neutronenenergie	17
III.3. Justierung des Kollimators im Strahlkanal	18
IV. Streukörper	19
IV.1. Beschreibung der Streukörper	19
IV.2. Der Wirkungsquerschnitt von Zirkon	20
D. Beziehung zwischen den Zählraten im Flugzeitanalysator und dem vom Streuer emittierten Neutronenstrom	22
I. Die Totzeitkorrektur T	23
I.1. Die Totzeit des Flugzeitanalysators	23
I.2. Die Totzeit der Zählrohre und Verstärker	25
II. Die Abschneidefunktion ("Cut off"-Funktion) des Neutronenchoppers	25
III. Die Untergrundkorrektur U	27
IV. Absorption und Streuung von Neutronen auf der Strecke zwischen Streuer und Detektoren	28
V. Die Empfindlichkeit der Detektoren	28
VI. Zusammenhang zwischen der Flugzeit der Neutronen und ihrer Energie	30
VII. Die Energieauflösung der Apparatur	31

E. Beziehungen zwischen dem gemessenen Neutronenspektrum und dem Energiespektrum der Neutronen im Reaktor	Seite 33
I. Zusammenhang zwischen dem Strahlspektrum und dem Flußspektrum im Streuer	33
II. Zusammenhang zwischen dem Flußspektrum im Streuer und dem Flußspektrum im ungestörten System	35
F. Die Experimente und ihre Ergebnisse	40
I. Durchführung der Messungen	40
II. Epithermisches Neutronenspektrum	42
II.1. Berechnung von Resonanzabsorption und Leckverlusten in der Brennstofflösung des FRF	42
II.2. Der Einfluß von Resonanzabsorption und Leckverlusten auf das Neutronenspektrum	49
II.3. Der Einfluß von Strahlkanal und Streuer auf das Spektrum im epithermischen Gebiet	50
II.4. Vergleich der Rechnungen mit den Experimenten	53
III. Thermisches Neutronenspektrum	53
III.1. Auswertung der Spektrumsmessungen	54
III.2. Messungen mit verschiedenen Streuern im Kerntank	55
III.3. Das Spektrum im Kerntank als Funktion der Temperatur	56
III.4. Neutronenspektren im Reflektor	58
a. Vergleich der Spektren mit Sondenmessungen im Kanal R3	59
b. Der Temperaturverlauf des Neutronenspektrums im Reflektor	60
IV. Das Neutronenspektrum im Übergangsgebiet	61
 Zusammenfassung	 64
Literaturverzeichnis	66
Abbildungen	69
Lebenslauf	102

A. Einleitung

Das Energiespektrum der Neutronen als Funktion von Ort und Temperatur im Reaktor ist eine für jeden speziellen Reaktortyp charakteristische Größe. Ihre genaue Kenntnis muß bei der Planung vieler Experimente am Reaktor vorausgesetzt werden. So sind beispielsweise die effektiven Wirkungsquerschnitte [1] abhängig von der Neutronentemperatur (soweit die bestrahlten Substanzen keine reinen $1/v$ -Absorber sind), vom Verhältnis der Neutronenflüsse im thermischen und epithermischen Energiebereich sowie vom Flußverlauf im Übergangsgebiet zwischen thermischem und epithermischem Neutronenfluß.

Von allgemeinerem Interesse ist der Vergleich der Neutronenspektren im Reaktor mit der aus der Brems- und Diffusionstheorie berechneten Neutronenverteilung.

Dies gilt besonders für den epithermischen Energiebereich. Es sind bis jetzt nur zwei Arbeiten bekannt, in denen der Einfluß der Resonanzabsorption des Urans auf das Spektrum experimentell untersucht wird [2], [3], wobei der eine der Autoren [3] Flußabsenkungen bei Energien findet, die nicht mit bekannten Resonanzenergien der im Reaktor verwendeten Substanzen übereinstimmen.

Im thermischen Energiebereich andererseits ist die Ortsabhängigkeit des Neutronenspektrums im Zusammenhang mit den Thermalisierungseigenschaften der Moderatoren von Interesse [4].

Über Messungen des Spektrums im Übergangsbereich vom epithermischen zum thermischen Neutronenfluß (charakterisiert in der Westcott-Schreibweise durch die Abschneidefunktion $\Delta(E)_1$) existieren für H_2O -moderierte Reaktoren keine Angaben in der Literatur.

Am FRF wurde das Neutronenspektrum im Energiebereich zwischen 0.8 MeV und 5 MeV mit Photoplatten im Kerntank [5] und im Energiebereich zwischen 30 keV und 1 MeV mit einer Wilsonkammer am radialen Kanal R2 gemessen [6]. Weiterhin sind Messungen im Bereich von 2 MeV bis 8 MeV mit Schwellensonden durchgeführt worden [7]. Im thermischen Energiebereich wurden Neutronenflüsse und Cadmiumverhältnisse in allen Strahlkanälen bestimmt [8]. Sondenaktivierungen liefern jedoch prinzipiell nur integrale

Aussagen über den Energieverlauf des Neutronenflusses; daher ist die Energieverteilung der thermischen Neutronen mit diesen Messungen nicht eindeutig festgelegt.

An einem Reaktor gleichen Typs in Japan wurden das Spaltspektrum im Kerntank [6] und das thermische Neutronenspektrum in einem nicht näher bezeichneten Strahlkanal gemessen [10]. Das hier erhaltene Spektrum schneller Neutronen stimmt nicht mit dem am FRF gemessenen überein. Das thermische Spektrum zeigt ein Flußmaximum bei etwa 10^{-1} eV. Dies ist ein ungewöhnlich hoher Wert für einen Reaktor, in dem Moderatortemperaturen von maximal 85 °C auftreten.

In der hier vorgelegten Arbeit werden Messungen des Energiespektrums von Neutronen im Kerntank und im Graphitreflektor des FRF im Energiebereich zwischen 0.01 eV und 100 eV beschrieben. Die Eigenschaften des für diese Untersuchungen verwendeten Flugzeitspektrometers werden in den Abschnitten C und D erläutert. Die im Experiment gewonnenen Ergebnisse werden im Abschnitt F diskutiert.

Weiterhin werden besondere Untersuchungen darüber angestellt, welche Meßfehler auftreten können, wenn man das Neutronenspektrum im Reaktor aus der Energieverteilung von Neutronen ermittelt, die von einem Zirkonstreuer im Strahlkanal herausgestreut werden.

B. Beschreibung des Meßverfahrens

Messungen des Energiespektrums von Reaktorneutronen mittels eines Flugzeitspektrometers sind häufig ausgeführt worden (vergl. z.B. [2], [3], [11] - [16]). Das weitgehend bekannte Prinzip dieser Meßtechnik besteht darin, daß aus einem zeitlich kontinuierlichen Neutronenstrom mit einem "Chopper" kurze, zeitlich periodische, Einzelpulse erzeugt werden, die eine Neutronen-Flugzeitmessung ermöglichen.

Der vom Reaktor erzeugte Neutronenstrom wird am Ende des Strahlkanals in einem Schlitssystem kollimiert und trifft auf eine vor dem Kanal rotierende Scheibe, den sogenannten Chopper-Rotor. Dieser ist aus einem Material mit großem Streu- oder Absorptionsquerschnitt hergestellt, in das ein zum Kollimator passendes Schlitssystem eingefräst ist. Neutronen können den Rotor nur dann passieren, wenn die Schlitze des Rotors mit denen des Kollimators fluchten. Der Chopper-Rotor erzeugt also aus dem zeitlich kontinuierlichen Neutronenstrahl einzelne Neutronenpulse. Form und Länge dieser Pulse hängen vom geometrischen Aufbau des Rotors und der Kollimatoren sowie von der Drehgeschwindigkeit des Choppers ab.

Nach dem Durchqueren der Rotorschlitze fliegen die Neutronen durch einen mehrere Meter langen evakuierten Strahlkanal, an dessen Ende sie von BF_3 -Zählrohren nachgewiesen werden. In Abbildung 1 ist der Chopper mit dem Flugkanal und den Detektoren skizziert.

Die Flugzeiten der von den Detektoren erfaßten Neutronen werden in einem elektronischen Flugzeitanalysator registriert. Aus dem Flugzeitspektrum kann das Energiespektrum der Neutronen ermittelt werden.

C. Meßapparatur und Experimentanordnung

C.I. Beschreibung der Meßapparatur

C.I.1. Der Neutronenchopper

Die Eigenschaften des für diese Untersuchungen verwendeten Choppers sind bereits von Hofmann an anderer Stelle ausführlich beschrieben worden [17]. Hier werden nur noch einmal die Merkmale des Gerätes angeführt, die für das Verständnis der Ergebnisse wichtig sind.

Der an einer 6 mm starken und 300 mm langen biegsamen Stahlwelle hängende Rotor hat einen Durchmesser von 318 mm. Die neutronenstreuende Substanz ist Hartgewebe, ein mit Kunstharz getränktes Baumwollgewebe. Das tragende Material des Rotors ist eine hochfeste Aluminiumlegierung. In den Rotor sind, gleichmäßig über den Umfang verteilt, 8 leicht gekrümmte Schlitzpaare eingefräst; pro Umdrehung des Rotors werden also 8 Neutronenpulse erzeugt. Die Schlitzte besitzen an der Eintrittsseite eine Breite von 0.6 mm, an der Austrittsseite sind sie 4.8 mm breit. Bei der Drehzahl 7500 U/min ergibt sich mit dieser Schlitzbreite und dem Durchmesser des Rotors eine Öffnungszeit von etwa $5 \mu\text{s}$ für den Strahl. Die Schlitzhöhe im Rotor und in den Kollimatoren beträgt 20 mm. Der Zentralstrahl in den Rotorschlitzen hat einen Krümmungsradius von 13.8 m.

Der Chopper ist für Drehgeschwindigkeiten bis zu 24 000 U/min ausgelegt. Er läuft in einem Vakuumkessel, dessen Druck während des Betriebes auf 1 Torr gehalten wird. Seitliche Bewegungen des Rotors werden mit einem einfachen Dämpfungslager stark gedämpft.

Das Startsignal für den Flugzeitanalysator wird auf folgende Weise gewonnen: Wenn der Chopper den Neutronenstrahl öffnet (Startzeitpunkt des Neutronenpulses), kann durch das zur Neutronenflugrichtung senkrechte Schlitzpaar Licht einer Glühlampe auf einen an der gegenüberliegenden Seite montierten Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) fallen. Der im SEV entstehende elektrische Impuls wird dem Flugzeitanalysator als Startimpuls zugeführt. Die zeitliche Koinzidenz dieses Impulses mit der Öffnungszeit des Choppers für die Neutronen wurde während der Experimente wieder-

holt überprüft. Zu diesem Zweck wurde mittels eines Spiegelsystems Licht in Neutronenflugrichtung durch den Rotor geschickt und an der Austrittsseite mit einem Sekundärelektronenvervielfacher aufgefangen. Der so erzeugte elektrische Impuls muß mit dem Startimpuls für den Flugzeitanalysator zeitlich zusammenfallen (vergl. [17]).

C.I.2. Der Flugkanal

Der Startpunkt der vom Chopper erzeugten Neutronenpulse liegt in dem etwa 1 mm breiten Spalt zwischen innerem Eintrittskollimator und Rotor (vergl. Abb.1). Der Neutronenflugweg, gerechnet von diesem Punkt bis zur Detektormitte, beträgt 6337 ± 2 mm. Das Choppergehäuse und der ohne Zwischenwände angeflanschte Flugkanal werden während der Experimente auf einem Druck von 1 Torr gehalten. An seinem Ende wird der Flugkanal mit einem 0.5 mm dicken Aluminiumblech verschlossen, der Vakuumverschluß am Eintrittskollimator des Choppers ist eine 1 mm starke Aluminiumscheibe.

Zur Abschirmung gegen Streuneutronen aus der Umgebung der Apparatur ist der Flugkanal mit einem 4 cm dicken Mantel aus wasserfreier Borsäure (Schüttdichte etwa 1.3 g/cm^3) umgeben.

C.I.3. Detektoren

Zum Nachweis der Neutronen am Ende des Flugkanals wurde eine Bank mit 6 BF_3 -Zählrohren benützt (Type 40 EB 70/50 G der Firma 20th Century; 2" Durchmesser, 40 cm aktive Länge, Füllung mit 700 Torr BF_3 , B^{10} auf mehr als 90% angereichert).

Die Zählrohre sind mit ihrer Achse senkrecht zum Strahl so aneinandergesetzt, daß über den gesamten Querschnitt des Neutronenstrahls eine nahezu konstante Detektor-Schichtdicke von 4.5 cm vorhanden ist. Je 3 Zählrohre sind parallel geschaltet und haben einen gemeinsamen Vorverstärker. Die Detektorimpulse werden in üblicher Weise verstärkt und dem Flugzeitanalysator zugeführt. Die Detektoren sind auf den dem Chopper abgewandten Seiten mit

einer 15 cm dicken Schicht wasserfreier Borsäure (Schüttdichte 1.3 g/cm^3) abgeschirmt.

Wasserstoffhaltiges Abschirmmaterial (z.B. Paraffin) wird in der gesamten Abschirmung nicht verwendet, um Abbremsung von Neutronen an den Kanalwänden und Rückdiffusion aus der Detektorabschirmung zu vermeiden.

C.I.4. Der Flugzeitanalysator

C.I.4 a. Prinzip der Apparatur

Für die Messungen dieser Arbeit wurde ein einfacher elektronischer Flugzeitanalysator entworfen und gebaut.

Die Apparatur arbeitet im wesentlichen nach dem von Boisblanc und McCollom [20] sowie von Guillon und Kadjar [18], [19] beschriebenen Prinzip, das sich vor allem durch geringe Totzeitverluste auszeichnet.

Die Flugzeitmessung wird in dem Analysator auf das Auszählen der Schwingungen eines Quarzoszillators zwischen zwei Zeitmarken, dem Startimpuls des Choppers und dem vom Neutron erzeugten Detektorimpuls, zurückgeführt. Dabei werden die Oszillatorimpulse in einem variablen Frequenzteiler untersetzt, wodurch die Kanal-Länge bestimmt wird, und über geeignet gekoppelte Ringzähler einer Matrix von 10×10 Koinzidenzstufen zugeführt. Damit wird jedem der 100 Kanäle eine definierte Kanalzeit zugeordnet, für die die Koinzidenzbedingung mit den Zeitimpulsen jeweils erfüllt ist.

Bei der Konstruktion der Apparatur wurde ein möglichst einfacher Aufbau angestrebt. Für häufig vorkommende elektronische Baugruppen wurden Transistorschaltungen entwickelt oder vorgefertigte "Digitale Bausteine" (Valvo) verwendet.

Der Analysator war bisher etwa 5000 Stunden, nahezu störungsfrei, in Betrieb.

C.I.4 b. Funktionsbeschreibung des Flugzeitanalysators

Die Abbildung 2 zeigt die Apparatur im Blockschaltbild; Einzelheiten der Schaltung sind in den Abbildungen 3 bis 7 wiedergegeben. Die Oszillogramme in den Abbildungen 8 bis 15 zeigen die Form und zeitliche Lage von Impulsen im Analysator.

Der Startimpuls des Choppers öffnet das Tor 1 für die Impulse eines 5 MHz-Quarzoszillators. Diese Impulse werden im Frequenzteiler im Verhältnis 1:4 untersetzt. Die so entstehende Impulsfolge mit einem Zeitabstand zwischen den Impulsen von $0.8 \mu\text{s}$ ergibt die Basis für die kleinste Kanalweite des Zeitanalysators (Abbildung 8). Durch wahlweises Zuschalten weiterer Untersetzestufen kann der Abstand zwischen den Impulsen in binären Schritten bis zu $102.4 \mu\text{s}$ vergrößert werden.

Die vom Frequenzteiler mit dem Abstand τ abgegebenen Impulse triggern über einen geeigneten Pulsformer den Ringzähler 1, eine dekadische Trochotronröhre ET 51. Der Elektronenstrahl in der Röhre wird im Takt der Triggerimpulse so über die Elektrodensysteme geschaltet, daß nacheinander an jedem der 10 Ausgänge ein Impuls der Länge τ erscheint. Der Vorgang wiederholt sich periodisch nach 10 Impulsen (Abbildungen 9 und 10).

An den Ringzähler ist eine Gruppe von 10 Vorkoinzidenzstufen angeschlossen. Jeweils ein Eingang jeder Stufe ist mit einem Ausgang des Ringzählers verbunden. An die anderen Eingänge der Vorkoinzidenzstufen wird das über die "Phasenabstimmung" laufende Detektorsignal geführt. Die Phasenabstimmung sorgt dafür, daß die Detektorimpulse in die Schaltpause zwischen zwei Triggersignalen des Ringzählers fallen (siehe unten).

Ein in die 10 Vorkoinzidenzstufen einlaufendes Detektorsignal kann nur am Ausgang derjenigen Stufe erscheinen, an deren Eingang gerade ein Ausgangsimpuls des Ringzählers 1 liegt.

Der Ausgang der Vorkoinzidenzstufe Nr. i ist mit den Eingängen der 10 Koinzidenzstufen in der Spalte i einer 10×10 Koinzidenzstufenmatrix verbunden. Die anderen Eingänge der 10 jeweils in einer Zeile j liegenden Koinzidenzstufen sind ebenfalls zusammengefaßt und mit dem Ausgang K_j des Ringzählers 2 verbunden. Dieser Ringzähler ist genau wie der Ringzähler 1 aufgebaut. Er wird jeweils

um eine Stufe weitergeschaltet, wenn der Ringzähler 1 von System 10 auf System 1 umgeschaltet wird (Abbildung 11). Ein von der Vorkoinzidenzstufe in die Spalte i der Matrix gespeistes Signal wird von der Koinzidenzstufe in Zeile j durchgelassen, wenn im Ringzähler 2 der Elektronenstrom gerade über das System K_j fließt. Die übrigen 9 Koinzidenzstufen in der Spalte i sind für das Detektorsignal gesperrt.

Die Ruhestellung des Ringzählers 1 liegt im Elektrodensystem 9; Ringzähler 2 hat seine Ruhestellung in System 10. Nach dem Start schaltet der zweite vom Frequenzteiler abgegebene Impuls beide Ringzähler auf System 1, den Ringzähler 2 von System 1 auf System 2, u.s.w. Die Koinzidenzstufe in Spalte i und Zeile j der Matrix ist also von der Zeit $(10(j-1)+i)\tau$ bis $(10(j-1)+(i+1))\tau$ empfangsbereit, es werden in diesem Kanal diejenigen Neutronen registriert, deren Signal innerhalb dieses Zeitintervalls von der Phasenabstimmung an die Vorkoinzidenzstufe abgegeben wurde. Die zugehörigen Detektorimpulse sind im Intervall $(10(j-1)+i-1)\tau$ bis $(10(j-1)+i)\tau$ in die Apparatur eingelaufen (vergl. die Beschreibung der Phasenabstimmung, Seite 13). Der Kanal $10(j-1)+i$ entspricht also einer Neutronenlaufzeit $(10(j-1) + (i - 1/2))\tau$ (von in diesem Zusammenhang unwesentlichen Korrekturen abgesehen, vergl. Abschnitte D.I. und D.VI.) .

Die 100 Koinzidenzstufen in den Matrixpunkten ij mit den nachfolgenden Pulsformern, Untersetzern und mechanischen Zählwerken sind in einzelnen auswechselbaren Einschüben untergebracht. Als Untersetzter dient eine Kaltkathodenröhre. Zur Erzeugung der für diese Röhre geforderten rechteckförmigen Triggerimpulse von 120 V Amplitude und $100\mu s$ Länge wurde eine volltransistorisierte Treiberstufe entwickelt. Die Abbildung 6 zeigt das Schaltbild der Zähleinschübe.

Mit Hilfe des Ringzählers 3, dessen wesentliches Schaltelement ebenso wie bei den Ringzählern 1 und 2 eine Trochotronröhre ET 51 ist, kann das Meßintervall in Bezug auf das Startsignal des Choppers in Schritten zu 100τ verschoben werden. Der Ringzähler 3 wird mit der Rückflanke des Ausgangsimpulses von System 10 des Ringzählers 2 getriggert (Abbildung 12). Die Ruhestellung des Ringzählers 3 liegt im System 10. Der zweite Impuls aus dem Fre-

quenzteiler schaltet Ringzähler 1 von 10 auf 1, Ringzähler 2 von 10 auf 1 und damit auch Ringzähler 3 von 10 auf 1. Entsprechend schaltet Impuls Nr.102 den Ringzähler 3 nach System 2 und Puls Nr. $((n-1) \cdot 100 + 2)$ nach System n, ($n \leq 9$). (Abb. 13). Die Ausgänge 10 von Ringzähler 1, Nr.10 von Ringzähler 2 und Nr.(n-1) von Ringzähler 3 sind mit den 3 Eingängen einer Koinzidenzstufe verbunden. Wenn an allen 3 Eingängen ein Strom fließt, gibt die Koinzidenzstufe ein Signal ab und öffnet damit das Tor 2 für die Detektorimpulse (Abb. 14). Das Tor 2 wird wieder gesperrt, sobald ein Signal von einer weiteren Koinzidenzstufe abgegeben wird, mit deren 3 Eingängen die Elektrodenysteme Nr.10 des Ringzählers 1, Nr.10 des Ringzählers 2 und Nr.n des Ringzählers 3 verbunden sind. Das Tor ist demnach in der Zeit von $(n-1) \cdot 100\tau$ bis $n \cdot 100 \cdot \tau$ für die Detektorimpulse geöffnet (Abbildung 15).

Über das Tor 2 gelangen die Detektorimpulse in den mit "Phasenabstimmung" bezeichneten Teil der Apparatur. Das Prinzip der Phasenabstimmung wurde von Boisblanc und McCollom [20] übernommen, die Einzelheiten der Schaltung mußten wegen der in dieser Apparatur geforderten höheren Zeitgenauigkeit wesentlich geändert werden.

Die Phasenabstimmung hat die Aufgabe, die in die Apparatur einlaufenden Detektorimpulse in ihrer Phasenlage so zu verschieben, daß sie nicht während der Umschaltphasen des Ringzählers 1 an die Vorkoinzidenzstufen abgegeben werden. Damit wird verhindert, daß ein Puls wegen unsicherer Koinzidenzbedingung gleichzeitig in zwei benachbarten Zeitkanälen registriert wird oder ohne Registrierung verloren geht.

Die von Tor 2 kommenden Detektorimpulse kippen einen bistabilen Multivibrator aus der Ruhelage. Damit wird ein Tor (Röhre 6BN6 in Abb. 3) für die vom Pulsformer abgegebenen Triggerimpulse (mit dem Zeitabstand τ) geöffnet. Die zeitliche Lage dieser Triggerimpulse ist identisch mit dem Beginn der Zeitkanäle. Der erste Triggerimpuls, der durch das Tor gelaufen ist, kippt den oben erwähnten Multivibrator zurück in die Ruhestellung und sperrt damit das Tor für die nachfolgenden Triggerimpulse. Weiterhin läuft der Impuls über eine Verzögerungsleitung, die so abgestimmt ist, daß bei Vorwahl kleiner Kanalweite der Impuls in den Vorkoinzidenzstufen genau in die Mitte des Zeitkanals fällt (einstellbar für 0.8, 1.6 und 3.2 μ s). Bei Messung mit größeren

Kanalweiten wird die Einstellung " $3.2 \mu\text{s}$ " gewählt, der Impuls fällt dann immer $1.6 \mu\text{s}$ vom Anfang entfernt in den Zeitkanal. Die Apparatur kann demnach in jedem Meßzyklus ein Neutron pro Zeitkanal aufnehmen und registrieren.

Nach Ablauf des Meßzyklus, wenn das Tor 2 wieder geschlossen wird, erhalten die Ringzähler, der Frequenzteiler und Tor 1 einen Rückstellimpuls. Damit werden Ringzähler 1 auf System 9, Ringzähler 2 und 3 auf System 10 zurückgestellt; Tor 1 wird geschlossen und im Frequenzteiler werden die Multivibratoren so gestellt, daß der erste durch Tor 1 laufende Impuls des nächsten Zyklus sämtliche Multivibratoren im Frequenzteiler gleichzeitig kippt und einen Impuls am Ausgang des Frequenzteilers erzeugt.

Die Genauigkeit der Zeitmessung mit diesem Flugzeitanalysator hängt von der Frequenzgenauigkeit des eingebauten Quarzoszillators und von der Startgenauigkeit des Meßzyklus ab.

Der Quarzoszillator ist auf die Frequenz $5 \text{ MHz} \pm 10^{-6}$ abgestimmt; er wird in einem Thermostaten auf der Temperatur $(70 \pm 5) ^\circ\text{C}$ gehalten. Die Frequenzgenauigkeit wurde durch Vergleich mit einem Sender der Frequenzgenauigkeit 10^{-7} überprüft. Der durch die Gangungenauigkeit des Quarzoszillators bedingte Fehler in der Flugzeitmessung kann wegen seiner geringen Größe bei der Auswertung der Messungen vernachlässigt werden.

Der Startimpuls des Choppers öffnet über einen Eingangsverstärker das Tor 1. Die erste positive Halbwelle aus dem Quarzoszillator, die nach der Öffnung das Tor 1 passiert, startet den Meßzyklus und gibt damit den Nullpunkt für die Zeitmessung. Wegen der Unbestimmtheit der relativen Phasenlage des Chopperimpulses und der 5 MHz-Oszillatorschwingung erscheint die erste Halbwelle im Zeitmittel $0.1 \mu\text{s}$ nach Öffnen des Tores mit einer Zeitunsicherheit von $\pm 0.1 \mu\text{s}$, die in Abbildung 8 deutlich als Unschärfe der Ausgangsimpulse des Frequenzteilers zu erkennen ist. Das Oszilloskop wurde bei dieser Aufnahme mit dem Startimpuls getriggert; der Startimpuls erscheint daher scharf, die Zeitimpulse sind $\pm 0.1 \mu\text{s}$ unscharf. Dieser "Jitter" des Nullpunktes ergibt eine Unsicherheit in der Zeitmessung und beeinträchtigt damit die Energieauflösung der gesamten Apparatur. Ein Vergleich mit den übrigen Faktoren, die zusammen die Auflösung des Flugzeitspektrometers bestimmen, ergibt jedoch, daß dieser Zeitfehler von $\pm 0.1 \mu\text{s}$

hier praktisch keine Bedeutung besitzt.

Weitere Fehler bei der Zeitmessung sind in der Apparatur nicht zu erwarten, da alle Funktionen durch starre Frequenzteilung der Oszillatorimpulse gesteuert werden.

C.I.4 c. Technische Daten des Flugzeitanalysators

Kanalweite : $0.8 \mu\text{s}$ und binäre Vielfache davon.

Kanalzahl : 100, davon 1 Kanal zur Registrierung der Meßzyklen.

Verzögerung der Meßzeit relativ zum Startimpuls : Einstellbar in Schritten zu $100 \cdot \tau$ von 0 bis 900τ .

Jitter des Analysators : $0.2 \mu\text{s}$.

Totzeit : Je nach Zählrate $\tau/2$ bis τ (vergl. Abschn. D.I.1.).

Aufnahmefähigkeit für Detektorimpulse : In jedem Meßzyklus 1 Impuls in jedem Kanal.

Maximale Zählrate der Registrierkanäle : 2000 Impulse/s für statistische Impulsverteilungen.

Speicherkapazität der Registrierkanäle : $10^6 - 1$ in jedem Kanal.

C.II. Reaktor und Strahlkanal

Die hier beschriebenen Neutronenspektren wurden am Kanal R3 des FRF gemessen. Es handelt sich bei diesem Reaktor um einen homogenen Wasserkocher-Reaktor (Typ L 54-F der Firma Atomics International). Die maximale Leistung des Reaktors beträgt 50 kW; der maximale thermische Neutronenfluß in Kerntank-Mitte hat dann nach den Messungen von Stelzer [8] eine Größe von $7 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2, \text{s}$. Die Abbildungen 16, 17 und 18 zeigen schematische Schnitte durch den Kerntank und den Kanal R3.

Der Kerntank ist kugelförmig mit einem Durchmesser von ca. 40 cm. Er ist mit einer Lösung von Uranylsulfat (auf 20% U^{235} angereichert) in Wasser und Schwefelsäure gefüllt. Zur Zeit der Spektrums-

messungen waren 26.5 Liter Brennstofflösung mit 6830 g Uran eingefüllt. Dem entsprechen eine Füllhöhe von etwa 100 mm über dem Kerntankäquator und ein H/U - Verhältnis von 96 (H = Zahl der H-Atome, U = Zahl der Uran-Atome in der Lösung).

Die Kühlschlangen der Kerntankkühlung sind nahezu gleichmäßig über das Volumen der Brennstofflösung verteilt. Senkrecht durch den Kerntank laufen 4 Hülsen zur Führung der Borkarbid-Regelstäbe. Bei den Messungen waren immer 3 Stäbe aus der Brennstoffzone herausgezogen, Stab Nr.4 befand sich in der in Abbildung 18 angegebenen Position. Der Kanal R3 führt horizontal durch den Kerntank hindurch, er ist von beiden Seiten des Reaktors aus zugänglich.

Den Kerntank umschließt ein Graphitreflektor, der aus dicht gestapeltem Reaktorgraphit besteht. Aus Konstruktionsgründen befindet sich im Graphit, symmetrisch um den Kerntank, ein zylindersymmetrischer Luftspalt von 5 mm Dicke (vergl. Abb.16 und 17).

Für die Spektrumsmessungen wurden die Neutronen mittels eines im Kanal R3 verschiebbaren Streuers nach außen gestreut. Zwischen Streuer und Brennstofflösung waren an Wandmaterial 2.9 mm Aluminium und 1.6 mm VA-Stahl. Außerhalb des Kerntanks, im Bereich des Reflektors, befanden sich zwischen Streuer und Graphit nur die beiden Aluminium-Rohrwände mit zusammen 2.9 mm Wandstärke (vergl. Abb. 16).

C.III. Der Kollimator

C.III.1. Beschreibung

Der Chopper ist mit seinen eingebauten Kollimatoren für Experimente am Kanal R6 des FRF ausgelegt. Für die Spektrumsmessungen an dem engeren Kanal R3 mußte der Öffnungswinkel des genutzten Neutronenstrahls um den Faktor 10 reduziert werden, um sicherzustellen, daß nur die im Streuer gestreuten Neutronen durch den Chopper hindurch die Detektoren erreichen, nicht aber die von den Strahlrohrwänden emittierten Neutronen. Hierfür wurde ein besonderer Kollimator gebaut, der in den Kanal R3 ein-

geschoben werden kann; die Abbildung 19 zeigt ihn im Schnitt. Die Neutronen fliegen in ihm zunächst durch einen 50 cm langen Kollimator vom Soller-Typ, der das Bündel in vertikaler Richtung begrenzt. Seine 11 Kollimatorlamellen bestehen aus 0.2 mm dicken Nickelstreifen mit einem Überzug von 0.02 mm Cadmium auf jeder Fläche. Die Lamellen sind nicht äquidistant angebracht; der weiteste Abstand in der Strahlrohrachse hat eine Breite von 3 mm. Der äußerste Spalt in 10 mm Entfernung von der Strahlrohrachse hat noch eine Breite von 0.8 mm.

An diesen Soller-Kollimator schließt sich ein 20 cm langer Schlitzkollimator an, der zusammen mit den Kollimatoren des Choppers die horizontale Bündelöffnung begrenzt. Die beiden Kollimatorschlitze führen durch eine 10 cm dicke Schicht aus Araldit, dem 10 Gew.% Bor beigemischt sind, und durch eine 10 cm dicke Schicht aus Blei. Die Schlitze sind an der Stirnfläche des Kollimators 5 mm breit und 20 mm hoch, ihr Abstand ist an den Abstand des Schlitzsystems im Chopper angepaßt.

Der Kollimator mußte im Querschnitt unsymmetrisch gebaut werden, weil eine vor Beginn der Experimente durchgeführte optische Ausmessung des Strahlkanals R3 ergab, daß das innere Strahlrohr nicht mit dem äußeren Teil des Strahlkanals fluchtet. An der Flanschverbindung zwischen Innenrohr und Außenrohr war die Kanalachse um 18' in der horizontalen und um 5' in der vertikalen Ebene geknickt.

C.III.2. Transmission des Kollimators in Abhängigkeit von der Neutronenenergie

Vor Beginn der Spektrumsmessungen am Kanal R3 mußte überprüft werden, ob die Transmission des in Abschnitt C.III.1. beschriebenen Kollimators energieabhängig ist und damit zur Verfälschung des Strahlspektrums führt. Bei dieser Untersuchung wurde das Strahlspektrum am radialen Kanal R6 des FRF einmal mit und einmal ohne diesen Kollimator aufgenommen.

Der Kanal R6 ist auf den Kerntank ausgerichtet. Er hat einen Innendurchmesser von 99 mm und endet 100 mm vor dem Außenrand des Kerntanks im Reflektor. Verfälschungen des Spektrums bei der

Messung ohne Kollimator durch Reflexion von Neutronen an der Kanalwand sind wegen des großen Kanaldurchmessers nicht zu erwarten.

Das Ergebnis der Vergleichsmessung ist in Abbildung 20 aufgetragen. Messung Nr.24 ergibt das Strahlspektrum an R6 mit Kollimator, Nr.26 das gleiche Spektrum ohne Kollimator. Nach Abzug des Untergrundes wurden die Meßergebnisse mit der für die jeweilige Anordnung gemessenen Abschneidefunktion des Choppers und auf Totzeitverluste korrigiert (vergl. Abschnitt D.I.). Weitere Korrekturen wurden nicht angebracht. Die Form des Spektrums, die aus den Meßpunkten von Nr.26 ermittelt wurde, ist in Nr.24 eingezeichnet. Wesentliche Abweichungen der Meßreihen, die außerhalb der durch die statistische Fehlerbreite bedingten Streuung liegen, treten nur bei Energien unter $1.5 \cdot 10^{-2}$ eV auf. Die zu großen Werte in diesem Bereich bei der Messung mit Kollimator beruhen wahrscheinlich auf der Reflexion langsamer Neutronen an den Kanalwänden.

Ergebnis des Vergleichs dieser beiden Meßreihen ist, daß bei Neutronenenergien oberhalb $1.5 \cdot 10^{-2}$ eV die Durchlässigkeit des Kollimators als unabhängig von der Energie angenommen werden kann.

C.III.3. Justierung des Kollimators im Strahlkanal

Bei idealer Justierung und Funktion des Kollimators können nur die Neutronen durch den Chopper hindurch die Detektoren erreichen, die durch das in Abbildung 18 schraffiert gezeichnete Quadrat auf der Stirnfläche des Streuers fliegen. Von den Kanalwänden ausgehende Neutronen sollen nicht bis zu den Zählrohren gelangen. Dies wurde nach der von Johansson et.al. [13] angegebenen Methode überprüft:

Das Strahlspektrum an R3 wurde zunächst mit einem Graphitstreuer im Strahlkanal aufgenommen (Streuer Nr.1, Position $r=0$). Anschließend wurde die Stirnfläche des Streuers mit 0.5 mm dickem Cadmiumblech abgedeckt und die Aufnahme des Spektrums wiederholt. Das Verhältnis der Impulsraten beider Messungen in Abhängigkeit von der Energie ist in Abbildung 21 aufgetragen. Außerdem ist die

nach dem Wirkungsquerschnittsverlauf des Cadmiums berechnete Transmission von 0.5 mm dickem Cadmiumblech eingezeichnet. Unterhalb der Cadmium-Absorptionskante ist die Neutronenintensität auf 1% reduziert. Das ist genau die Intensität, die bei Streuung von Neutronen an Luft im Strahlkanal zwischen Streuer und Reflektorrand zu erwarten ist. Da diese wenigen Neutronen eine Energieverteilung besitzen, die der Energieverteilung der am Ort des Streuers gestreuten Neutronen sehr ähnlich ist, werden die Spektrumsmessungen hierdurch nur unwesentlich verfälscht.

Durch diese Messung wurde sichergestellt, daß 99% aller im Strahl gemessenen Neutronen aus dem Streuer stammen.

C.IV. Streukörper

C.IV.1. Beschreibung der Streukörper

Die für diese Spektrumsmessungen verwendeten Streukörper sind in Abbildung 22 dargestellt.

Der Streuer Nr.1 wurde aus reinem Reaktorgraphit hergestellt.

Die Füllung von Streuer Nr.2 besteht aus 99.999% Blei mit weniger als 1 ppm Silbergehalt.

Das für die Streuer Nr.3 und Nr.4 verwendete Zirkon ist 99.6% Zirkonschwamm mit einem Hafniumgehalt von weniger als 82 ppm. Die Packungsdichte des Zirkonschwammes in den Streuern ist 3.02 g/cm^3 .

Die Streusubstanzen wurden wegen ihres über weite Energiebereiche konstanten Neutronen-Streuquerschnitts bei kleinem Absorptionsquerschnitt ausgewählt. Bei den meisten Experimenten diente Zirkon als Streusubstanz. Am Graphit und Blei sollte nur untersucht werden, ob die Massenzahl der Streukerne einen meßbaren Einfluß auf die Form des Spektrums der gestreuten Neutronen hat.

Bei den Spektrumsmessungen waren die Streukörper an eine Stange aus Reinaluminium geschraubt und über diese starr mit dem Verschußstopfen an L3 verbunden. Durch Änderung der Stangenlänge konnten die Streuer im Kanal in verschiedene Positionen gebracht

werden. Die Positionsangabe bezieht sich dabei immer auf den Abstand der Streuermitte vom Punkt $r=0$ (Kerntank-Mitte). Als Streuermitte wird bei den Streuern Nr.1, 2 und 3 die 40 mm hinter der Stirnfläche liegende Querschnittsfläche definiert, bei Streuer Nr.4 die 15 mm hinter der Stirnfläche liegende Querschnittsfläche.

Der Punkt $r=0$ wurde durch eine Flußmessung mit Goldsonden im Kanal R3 ermittelt. Die Messung ergab, daß das Flußmaximum innerhalb der Meßgenauigkeit (± 10 mm) mit dem nach den Bauplänen des Reaktors festgelegten Wert für $r=0$ übereinstimmt.

C.IV.2. Der Wirkungsquerschnitt von Zirkon

Für Spektrumsmessungen im Strahlkanal gilt Zirkon als besonders gut geeignete Streusubstanz, weil es einen sehr kleinen Absorptionsquerschnitt und, nach Angaben mehrerer Autoren, bei Energien über $2 \cdot 10^{-2}$ eV einen konstanten Streuquerschnitt besitzt [22], [23].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der totale Wirkungsquerschnitt an dem für die Herstellung der Streukörper verwendeten Zirkonschwamm gemessen, um sicherzustellen, daß keine Verunreinigungen in dem Material enthalten sind, die im Energiebereich der Spektrumsmessungen Absorptionsresonanzen besitzen. Dafür kommt vor allem Hafnium in Frage, das häufig als Verunreinigung in Zirkon auftritt und zwischen 1 eV und 10 eV starke Resonanzen besitzt.

Außerdem schien es wichtig zu sein, den Wirkungsquerschnitt des Zirkon im gesamten thermischen Energiebereich zu messen, weil die bisher bekannten Messungen nur das Energiegebiet unter $3 \cdot 10^{-3}$ eV und über $2 \cdot 10^{-2}$ eV erfassen. Über den Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Bereich zwischen $3 \cdot 10^{-3}$ eV und $2 \cdot 10^{-2}$ eV liegen keine Angaben in der Literatur vor. Im Energiebereich über $2 \cdot 10^{-2}$ eV ist der Wirkungsquerschnitt nur mit mäßiger Auflösung gemessen worden [22].

Den bei unseren Messungen ermittelten Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts von Zirkon zeigt Abbildung 23.

Die Messungen ergeben, daß im Gebiet über 1 eV keine Störung des Wirkungsquerschnittsverlaufs durch Hafnium-Resonanzen erkennbar

ist. In diesem Energiebereich ist also keine Verfälschung des Spektrums durch selektive Neutronenabsorption im Streuer zu erwarten.

Im bisher noch nicht untersuchten Energiebereich zwischen $3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ und $2 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$ sind starke Schwankungen des Wirkungsquerschnitts zu erkennen, die mit der Energieabhängigkeit der kohärenten Streuung im Kristallgitter zu erklären sind.

Bei Energien über $2 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$, also in dem Energiebereich, in dem bisher der Wirkungsquerschnitt als konstant angenommen wurde, sind auch noch Störungen im Wirkungsquerschnittsverlauf durch die kohärente Streuung zu erkennen. Besonders groß ist die Schwankung des Wirkungsquerschnitts mit 10 % im Energiebereich um $3.4 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$, die sich auch im Spektrum der gestreuten Neutronen bemerkbar machen muß, was sich deutlich in den Meßergebnissen dieser Arbeit zeigt (vergl. Abb. 32).

Die systematische Abweichung des hier ermittelten Wirkungsquerschnitts von den in BNL 325 [21] angegebenen Werten kann damit erklärt werden, daß die Bestimmung der effektiven Dichte des körnigen Zirkonschwammes in dem für die Transmissionsmessungen genutzten Strahlquerschnitt unsicher ist.

D. Beziehung zwischen den Zählraten im Flugzeitanalysator und dem vom Streuer emittierten Neutronenstrom

Als Resultat einer Flugzeitmessung werden Zählergebnisse $P(E)$ erhalten. Für die Energieverteilung des Neutronenflusses im vom Streuer emittierten Neutronenstrom erhält man daraus

$$\frac{I(E)}{\sqrt{E}} \tau = B \cdot E \cdot I(E) \cdot dE = \frac{C (P(E) \cdot T - U)}{D(ft) \cdot \xi(E) \cdot b(E)} \quad . \quad (D.1)$$

Dabei bedeuten

τ die Kanalweite im Flugzeitanalysator,

$dE = \tau \cdot E^{-3/2}$ ein Einheits-Energie-Intervall,

B und C Proportionalitätsfaktoren,

$P(E)$ die abgelesene Impulszahl in dem der Energie E entsprechenden Zeitkanal,

T die Totzeitkorrektur,

U die Untergrundkorrektur,

$b(E)$ den Korrekturfaktor für energieabhängige Streuung und Absorption von Neutronen auf der Strecke zwischen Streuer und Detektor,

$D(ft)$ den Korrekturfaktor für die Durchlaßwahrscheinlichkeit des Chopper-Rotors und

$\xi(E)$ den Korrekturfaktor für die Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren vom $E^{-1/2}$ - Verlauf.

Der Zusammenhang zwischen der Flugzeit der Neutronen und ihrer Energie ist gegeben durch

$$E = 5.226 \cdot 10^3 \left(\frac{L}{t} \right)^2 \quad , \quad (D.2)$$

wenn der Flugweg L in m und die Flugzeit t in μs gemessen werden.

Die in den Gleichungen (D.1) und (D.2) auftretenden Korrektur- und Meßgrößen werden in den Abschnitten D.I. bis D.VI. diskutiert.

D.I. Die Totzeitkorrektur T

D.I.1. Die Totzeit des Flugzeitanalysators

Jeder Zeitkanal des Analysators kann im Meßzyklus ein Neutron registrieren, unabhängig davon, ob in benachbarte Kanäle ebenfalls Detektorsignale fallen.

Sobald der erste Impuls im Meßintervall τ_i eingetroffen ist, sperrt der als Phasenschieber bezeichnete Teil der Elektronik (vergl. Abschnitt C.I.4.) das Tor 2 und damit die Annahme weiterer Detektorimpulse. Das Tor wird erst wieder geöffnet, wenn das nächste Meßintervall beginnt.

Bei kleinen Zählraten und bei kleiner Zählratendifferenz zwischen benachbarten Kanälen ist das Auftreten des ersten Impulses im Meßintervall in allen Bereichen des Intervalls gleich wahrscheinlich, und es gilt für die mittlere Totzeit: $T_d = \tau/2$.

Das auf Totzeit korrigierte Ergebnis lautet dann:

$$P_o(i) = P(i) \cdot T = \frac{P(i)}{1 - \frac{P(i)}{t_m f \tau} T_d} = \frac{P(i)}{1 - \frac{P(i)}{2 t_m \cdot f \tau}} \quad (D.3)$$

Dabei sind $P(i)$ der abgelesene Zählerstand im Kanal i ,

t_m die Meßzeit,

τ die Kanalweite und

f die Folgefrequenz der Meßzyklen.

Bei großen Zählraten muß berücksichtigt werden, daß die Wahrscheinlichkeit für das Eintreffen des ersten Impulses innerhalb des Meßintervalls τ_i am Anfang des Intervalls merklich größer ist als am Intervallende. Damit steigt auch die mittlere Totzeit an. Man erhält:

$$T_d' = \tau - \frac{\int_0^{\tau} x \exp(-ax) dx}{\int_0^{\tau} \exp(-ax) dx} = \frac{a\tau + \exp(-a\tau) - 1}{a(1 - \exp(-a\tau))} \quad (D.4)$$

$$\text{mit } a = \frac{P_o(i)}{t_m \cdot f \cdot \tau} \quad \text{und} \quad P_o(i) = \frac{P(i)}{1 - T_d' \frac{P(i)}{t_m f \tau}}$$

T_d' ist natürlich im Grenzfall $a \rightarrow 0$ (kleine Zählraten) gleich $\tau/2$. Im Grenzfall sehr großer Zählraten ($a \rightarrow \infty$) wird $T_d' = \tau - \frac{\tau}{2}$.

Für die Korrektur der Spektrumsmessungen am Kanal R3 konnte wegen der niedrigen Zählraten die Totzeit stets als $\tau/2$ angenommen werden.

Die Totzeitkorrektur $T = \frac{1}{1 - P/2ft_m}$ war immer kleiner als 6%

und damit der Korrekturfehler

$$\frac{1}{1 - T_d' \frac{P(i)}{t_m \cdot f \cdot \tau}} - \frac{1}{1 - \frac{P(i)}{2 f t_m}} \text{ kleiner als } 10^{-3}.$$

Wenn der betrachtete Zeitkanal τ_i in einem Energiebereich liegt, in dem sich die Impulsrate stark mit der Energie ändert, kann eine zusätzliche Korrektur der Totzeit $\tau/2$ nötig werden.

Die Differenz der Impulszahlen in benachbarten Kanälen sei N, die Impulszahl soll sich in erster Näherung linear mit der Kanalzahl ändern. Die Gesamtzahl der innerhalb des Meßintervalls τ_i in die elektronische Apparatur einlaufenden Impulse sei

$$P_0''(i) = p_0 + \frac{N}{2} \tau.$$

Dann erhält man für die Totzeit

$$T_d'' = \tau - \frac{\int_0^\tau (p_0 + Nt) dt}{\int_0^\tau (p_0 + Nt) dt} = \frac{\tau}{2} \cdot \frac{1 + \frac{1}{2} \frac{N}{p_0} \tau}{1 + \frac{1}{2} \frac{N}{p_0} \tau} \quad (D.5)$$

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Spektrumsmessungen ist die Kanalweite τ des Zeitanalysators stets so gewählt, daß Zählratendifferenzen benachbarter Kanäle kleiner als 5% bleiben. Damit ist $\frac{N}{p_0} \tau < 0.05$ und die Totzeit T_d'' unterscheidet sich um weniger als 10^{-3} von $\tau/2$. Damit kann die Korrektur (D.5) unberücksichtigt bleiben.

D.I.2. Die Totzeit der Zählrohre und Verstärker

Die effektive Totzeit der Zählrohre und Verstärker zusammen ist etwa $5 \mu\text{s}$. In den Energiebereichen, in denen die Zählraten so groß sind, daß Totzeitverluste berücksichtigt werden müßten, ist die im Zeitanalysator eingestellte Kanalweite stets so groß, daß der Zeitanalysator allein die Totzeit bestimmt.

D.II. Die Abschneidefunktion ("Cut off"-Funktion) des Choppers

Das rotierende Schlitzsystem des Choppers läßt Neutronen verschiedener Energien nicht mit gleicher Wahrscheinlichkeit passieren. Neutronen, deren Geschwindigkeit von einem Sollwert nach oben oder nach unten abweicht, treffen mit gewisser Wahrscheinlichkeit auf die Schlitzwände auf und werden aus dem Strahl entfernt. Die Durchlaßwahrscheinlichkeit hängt im wesentlichen von der Form der Schlitz und vom Verhältnis v/U (v = Neutronengeschwindigkeit, U = Drehzahl des Rotors) bzw. vom Produkt ft (f = Folgefrequenz der Chopperpulse, t = Neutronenflugzeit) ab. Sie kann experimentell bestimmt werden, indem das Strahlspektrum mit verschiedenen Rotordrehzahlen gemessen wird. Die Beziehung, die die Variation der Zählraten in den einzelnen Zeitkanälen in Abhängigkeit von der Drehzahl angibt, bezeichnet man als Abschneidefunktion (Cut off-Funktion) des Choppers [11], [15], [16], [17].

Die Abschneidefunktion hängt empfindlich von der Ausrichtung der Kollimatoren, von der Lage der Rotordrehachse relativ zur Achse der Kollimatoren und von der Lage der Detektoren ab. Sie muß deshalb nach jeder Änderung am Chopper oder am Detektorsystem neu bestimmt werden. Die Abbildung 24 zeigt die für den größten Teil der hier beschriebenen Experimente gültige Abschneidefunktion. Die angegebenen Fehlerbreiten entsprechen den mittleren statistischen Fehlern der einzelnen Meßpunkte.

Der von Null verschiedene Wert der Abschneidefunktion bei $ft = 1$ bedeutet ein Überlappen der vom Chopper gebildeten Neutronengruppen am Ort des Detektors. Die schnellsten Neutronen der Gruppe $n+1$ erreichen die Detektoren zusammen mit langsamen Neutronen der Gruppe n .

Die Abschneidefunktion um $ft = 1$ wurde, soweit sie in Abb.24 gestrichelt gezeichnet ist, mit einer großen Zahl von Meßpunkten bestimmt. Im Bereich zwischen $ft = 0.9$ bis $ft = 0.97$ wurde die Abschneidefunktion im epithermischen Energiegebiet bestimmt, wo sie direkt aus dem Experiment folgt, weil bei der Spektrumsmessung im reinen dE/E -Spektrum unter Verwendung eines Detektors mit einer von $E^{-1/2}$ abhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit bei Vernachlässigung der Abschneidefunktion in allen Zeitkanälen die gleichen Zählraten zu erwarten sind. Die im Experiment gewonnenen Zählergebnisse ergeben dann den Einfluß der Abschneidefunktion auf das gemessene Spektrum.

Bei $ft > 1$ wurde die Abschneidefunktion mit einem Cadmium-Differenzverfahren gemessen: Das Strahlspektrum wurde im freien Strahl und anschließend in dem mit Cadmium abgeschirmten Strahl aufgenommen. Die erste Messung liefert die aus langsamen Neutronen der Gruppe n und den schnellen Neutronen der Gruppe n+1 resultierenden Zählraten; die zweite Messung ergibt nur die von den schnellen Neutronen der (n+1). Gruppe verursachten Zählraten (vermindert durch den epithermischen Wirkungsquerschnitt des Cadmiums), die langsamen Neutronen der Gruppe n werden absorbiert. Der so gewonnene Teil der Abschneidefunktion ist durch eine große Zahl von Meßpunkten sichergestellt.

Das Überlappen der Neutronengruppen beeinflusst nur die Meßergebnisse im epithermischen Gebiet über 20 eV. Hier sind die Meßpunkte entsprechend korrigiert. Bei allen anderen Messungen, insbesondere auch bei den Messungen im thermischen Gebiet, wurde nur der Bereich von $0.1 < ft < 0.64$ ausgenützt. Für diese Messungen ergibt die in Abbildung 24 dargestellte Abschneidefunktion direkt die Korrekturwerte $D(ft)$ der Beziehung $(D.1)$.

D.III. Die Untergrundkorrektur U

Der Untergrund wurde für jede Meßreihe bestimmt, indem im Eintrittskollimator des Choppers ein 0.5 mm dickes Cadmiumblech in den Neutronenstrahl gebracht wurde. Die Zählraten unterhalb der Cadmium-Absorptionskante ergeben dabei direkt die Untergrundkorrektur für Messungen im thermischen Energiebereich.

Es wurden auch Messungen mit einem 0.15 mm dicken Indiumblech im Strahl anstelle des Cadmiums durchgeführt. Bei diesem Experiment entsprechen die Zählraten im Energiebereich der 1.46 eV - Indiumresonanz dem Untergrund bei dieser Energie. Die so ermittelten Werte für die Korrektur waren die gleichen, wie sie mit Cadmium-Filter für den thermischen Bereich gewonnen wurden. Daher wird bei der Korrektur der Meßergebnisse angenommen, daß der Untergrund nicht von der Energie abhängt. Untergrundmessungen in noch höher gelegenen Resonanzen sind wegen der geringen Energieauflösung des Spektrometers nicht möglich.

Eine Abhängigkeit des Untergrundes von der Rotorstellung ist nur kurz vor Öffnung des Strahls ($ft > 0.97$) festzustellen (vergl. Abbildung 25). Dies ist auch zu erwarten, da kurz vor dem Öffnen die effektive Materialdichte im Strahl abnimmt. Man darf annehmen, daß dieser Anstieg des Untergrundes um $ft = 1$ symmetrisch ist und bei $ft = 0.03$ wieder der konstante Untergrund erreicht wird. Innerhalb des für die Spektrumsmessungen genützten Meßbereichs von $ft = 0.04$ bis $ft = 0.64$ ist der Untergrund also unabhängig von der Rotorstellung.

Die Untergrundkorrektur U beträgt im epithermischen Bereich etwa 5 %. Im Maximum des thermischen Spektrums spielt der Untergrund mit 0.3 % praktisch keine Rolle. Bei 0.009 eV erreicht die Untergrundkorrektur wieder eine Größe von 5 %.

D.IV. Absorption und Streuung von Neutronen auf der Strecke zwischen Streuer und Detektoren.

Auf seinem Weg vom Streuer zu den Detektoren wird der Neutronenstrahl durch Luft im Strahlkanal und durch die Kupferwände der Zählrohre geschwächt. Da sich die Wirkungsquerschnitte von Luft und Kupfer mit der Energie ändern, müssen die Meßergebnisse durch eine energieabhängige Korrekturgröße $b(E)$ dividiert werden. In Abbildung 26 ist $b(E)$ dargestellt, die Berechnung erfolgte mit den in BNL 325 [21] angegebenen Wirkungsquerschnitten. Bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts von Luft wurde ein Wassergehalt von 50 % rel. Luftfeuchtigkeit berücksichtigt. Die Vakuumverschlüsse vor dem Chopper (1 mm Reinaluminium) und am Ende des Strahlkanals (0.5 mm Reinaluminium) ergeben zu diesem Korrekturfaktor praktisch keinen Beitrag.

Streuung und Absorption in Luft ergeben einen wesentlichen Beitrag zum Korrekturglied $b(E)$. Der Versuch, den Strahlkanal zu evakuieren und damit den Einfluß der Luft auf die Schwächung des Neutronenstrahls weitgehend zu beseitigen, war erfolglos, weil das Rohrsystem des Strahlkanals größere Undichtigkeiten besitzt.

D.V. Die Empfindlichkeit der Detektoren

Die Empfindlichkeit der Detektoren weicht wegen der Selbstabschirmung vom $E^{-1/2}$ -Verlauf ab. Die relative Abweichung ist

$$\epsilon(E) = \frac{1 - e^{-\frac{K}{\sqrt{E}}}}{\frac{K}{\sqrt{E}}} \quad . \quad (D.6)$$

Dabei ist $K = N_B \cdot \sigma_{OB} \cdot E_0 \cdot d_{eff}$

mit N_B = Anzahl der B^{10} - Atome pro cm^3 ,

σ_{OB} = thermischer Wirkungsquerschnitt des B^{10} ,

E_0 = 0.025 eV und

d_{eff} = effektive Dicke der Detektoren.

Die Größe K hängt vom Druck und vom Anreicherungsgrad an B^{10} des

Füllgases der Zählrohre ab. Bezüglich der Isotopenzusammensetzung gibt die Lieferfirma nur an, die Anreicherung an B^{10} sei größer als 90% . Es wurde deshalb experimentell die Empfindlichkeit der für die Spektrumsmessungen verwendeten Zählrohrbank mit der Empfindlichkeit eines dünnen BF_3 -Zählrohrs (Type 31 B 70; 1" Durchmesser, 31 cm aktive Länge, gefüllt mit 700 Torr BF_3 , Bor in natürlicher Isotopenzusammensetzung) in folgender Weise verglichen:

Am Kanal R6 wurde das Strahlspektrum mit der Zählrohrbank und anschließend mit dem Einzelzählrohr gemessen. Dieses war mit seiner Achse senkrecht zum Strahl in horizontaler Lage montiert. Das Verhältnis der Zählraten entsprechender Zeitkanäle beider Messungen, korrigiert auf die geringe Abweichung der Empfindlichkeit des dünnen Zählrohrs vom $E^{-1/2}$ -Verlauf (bei 0.01 eV beträgt diese Abweichung 3.2 %) und auf die unterschiedliche Wandstärke der beiden Zählrohrtypen, ergibt direkt die Größe $\epsilon(E)$ für die Zählrohrbank.

Die Meßwerte sind in Abbildung 27 aufgetragen. Die ausgezogene Kurve gibt den theoretisch berechneten Verlauf von $\epsilon(E)$ der Zählrohrbank wieder. Der Rechnung sind folgende Werte zugrundegelegt:

Anreicherungsgrad an B^{10} : 92 % ,
Fülldruck 700 Torr BF_3 und
effektive Dicke der Zählrohrbank : 4.5 cm .

Mit diesen Größen erhält man für K :

$$K = 7.35 \cdot 10^{-2} \quad (eV)^{1/2} \quad .$$

Der Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit unserer Zählrohrbank für Neutronen wird nach Abbildung 27 innerhalb der Fehlergrenzen (eingezeichnet sind die mittleren statistischen Fehler einzelner Meßpunkte) durch Gleichung (D.6) mit dem oben angegebenen Wert für K gut beschrieben. Der mit Gleichung (D.6) definierte Korrekturfaktor wird für die Korrektur der Meßergebnisse gemäß Gleichung (D.1) verwendet.

D.VI. Zusammenhang zwischen der Flugzeit der Neutronen und ihrer Energie

Die Energie eines Neutrons ist bestimmt durch

$$E = 5.226 \cdot 10^3 \cdot (L/t)^2 \quad . \quad (D.7)$$

Dabei sind E die Neutronenenergie (in eV), L der Flugweg (in m) und t die Zeit (in μs), die das Neutron zum Durchfliegen der Strecke L braucht.

Die Entfernung zwischen dem effektiven Startpunkt der Neutronen am Rotor (vergl. Abbildung 1) und der Mitte der Detektoren beträgt 6337 ± 2 mm.

Die durch die Selbstabschirmung der Zählrohre verursachte Energieabhängigkeit des mittleren Neutronenflugweges kann vernachlässigt werden; bei unseren Experimenten weicht der mittlere Flugweg von Neutronen der Energie 0.01 eV nur etwa 2 mm entsprechend 0.03 % von dem der epithermischen Neutronen ab.

Mit dem Wert $L=6.337$ m erhält man nach (D.7) aus den Flugzeiten t für die Neutronenenergie:

$$E = \frac{2.12 \cdot 10^5}{t^2} \quad (E \text{ in eV, } t \text{ in } \mu s) \quad . \quad (D.8)$$

Die Flugzeit ergibt sich aus

$$t = (n-1) \tau + t_v - t_{el} \quad . \quad (D.9)$$

Darin sind

n = Nummer des Zeitkanals,

τ = Kanalweite (in μs),

t_{el} = Verzögerung der Detektorimpulse in Bezug auf den Zeitpunkt des Neutroneneinfangs im Zählrohr. t_{el} setzt sich zusammen aus der mittleren Verzögerung der Impulserzeugung in den Zählrohren (Jitter, 1.4 μs) und der Verzögerung in den Kabeln und der Elektronik (0.6 μs),

t_v = Verzögerung des Starts des Zeitanalysators in Bezug auf den Startimpuls des Choppers. Da die Höhe und Breite des

Startimpulses von der Drehgeschwindigkeit des Rotors abhängen, wird der Zeitanalysator nicht bei allen Drehzahlen genau zur Zeit $t = 0$ gestartet. Die auftretende Startverzögerung t_v wurde in jeder Meßreihe bestimmt und bei der Energieberechnung berücksichtigt.

Die Genauigkeit der aus den Flugzeiten berechneten Energieskala wurde durch Transmissionsmessungen an Resonanzabsorbern überprüft. Das Ergebnis dieser Messungen ist:

Messung Nr.	Substanz	Flugzeit (μ s) in Resonanzspitze	E (in eV) berechnet	E (in eV) nach BNL 325
5/4	Gold	206.5 ± 2	4.96 ± 0.09	4.906 ± 0.01
20/7	Cadmium	1094 ± 15	0.177 ± 0.05	0.178 ± 0.002
27/2	Indium	382 ± 2	1.452 ± 0.01	1.457 ± 0.002
27/3	"	234.2 ± 2	3.87 ± 0.06	3.86 ± 0.01

Die Meßergebnisse bestätigen die Richtigkeit der Beziehungen (D.8) und (D.9) .

D.VII. Energieauflösung der Apparatur

Die Energieauflösung des Spektrometers ist durch die Unsicherheit der Flugzeitmessung bestimmt. Die Auflösung wurde für alle Meßbereiche berechnet und zum Teil in den Abbildungen in üblicher Weise dargestellt. Die Halbwertsbreite der eingezeichneten Dreiecke ist gleich der Energieauflösung bei der betreffenden Energie. Die Unsicherheit der Flugzeitmessung wird bewirkt durch

- a. die endliche Öffnungszeit des Choppers (Öffnung als Funktion der Zeit näherungsweise darstellbar durch

$$\delta(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \quad \text{mit} \quad \sigma = \frac{2.5 \cdot 10^3}{f} \mu\text{s} \quad \text{und} \\ f = \text{Folgefrequenz der Chopperpulse,}$$

- b. die endlich Laufzeit der Neutronen durch die Zählrohrbank, in erster Näherung darstellbar durch eine rechteckförmige Wahrscheinlichkeitsverteilung mit der zeitlichen Länge

$$\Delta t_1 = \frac{3.275}{\sqrt{E}} \mu s \quad \text{mit } E = \text{Neutronenenergie in eV,}$$

- c. den Jitter der Zählrohre (statistische Schwankung der Verzögerungszeit zwischen Neutroneneinfang und Erzeugung eines elektrischen Impulses), darstellbar bei den hier verwendeten Zählrohren durch eine Rechteckverteilung der Länge

$$\Delta t_J = 2.8 \mu s \quad \text{und}$$

- d. die endliche Länge der Zeitkanäle im Flugzeitanalysator.

Die Beiträge a. und d. können dem Problem angepaßt werden, b. ist abhängig von der Energie der Neutronen. Bei hohen Energien wird das Auflösungsvermögen im wesentlichen von dem konstanten Beitrag c. bestimmt.

Die Kombination dieser verschiedenen Unsicherheiten in der Zeitmessung ergibt die Auflösungsfunktion $R(t)$ der Apparatur. Zwischen dem gemessenen Spektrum $P(t)$ und dem korrigierten Spektrum P_0 besteht der Zusammenhang

$$P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(x) \cdot P_0(t+x) dx \quad . \quad . \quad (D.10)$$

Unter der Voraussetzung, daß $P_0(t)$ stetig ist, stetige Ableitungen besitzt und $R(t)$ eine symmetrische Funktion ist (was hier im t -Maßstab zutrifft), erhält man als gute Näherungslösung für P_0 (vergl. [11] und [17]) :

$$P_0(t) = P(t) \left(1 - \frac{1}{2P(t)} \frac{d^2 P(t)}{dt^2} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 R(x) dx \right) \quad . \quad (D.11)$$

$\int x^2 \cdot R(x) \cdot dx$ wird aus $R(x)$ leicht berechnet; $P(t)$ und $\frac{d^2 P(t)}{dt^2}$ sind aus den Meßdaten bekannt.

Für Messungen bei Energien unter 1 eV konnten die Apparaturparameter so gewählt werden, daß der nach (D.11) berechnete Fehler stets kleiner als 0.5 % ist.

Im Resonanzgebiet (z.B. um 7 eV) ändert sich das Spektrum so stark innerhalb des Einflußbereichs der Auflösungsfunktion, daß eine Auflösungskorrektur im Rahmen der Näherung (D.11) nicht mehr möglich ist. Die Meßwerte sind deshalb unkorrigiert mit Angabe der jeweiligen Energieauflösung in den Abbildungen dargestellt.

E. Beziehungen zwischen den gemessenen Spektren und dem Reaktorspektrum

E.I. Zusammenhang zwischen dem Strahlspektrum und dem Flußspektrum im Streuer

In den vorhergehenden Abschnitten wurde gezeigt, wie man aus den Zählergebnissen des Flugzeitanalysators die Energieverteilung der Neutronen im Strahl bestimmt. Wir interessieren uns jedoch für den Neutronenfluß im Streuer. Diese beiden Größen hängen miteinander zusammen über die Beziehung (vergl. [8] und [11]) :

$$I(E) = \int_{\Omega} \int_V e^{-r/\lambda_{tot}} \int_{E'} \Sigma(E' \rightarrow E) \phi(E', r) dE' d\Omega r^2 dr \quad (E.1)$$

Dabei bedeuten r die Koordinate in Strahlrichtung und $\Sigma(E' \rightarrow E)$ den Wirkungsquerschnitt für Streuung von Neutronen der Energie E' in das Energie-Intervall zwischen E und $E + dE$. Die räumliche Integration erstreckt sich über die gesamte Länge des Streuers innerhalb des vom Detektors erfaßten Raumwinkels.

Nach (E.1) hängt die Zusammensetzung des Neutronenspektrums im Strahl davon ab, welche Form das Spektrum im Streuer besitzt (beschrieben durch $\phi(E, r)$), wie die Neutronen bei Streuung an den Kernen des Streuermaterials ihre Energie ändern (beschrieben durch $\Sigma(E' \rightarrow E)$) und in welchem Maße die einzelnen Volumenelemente im Streuer zum Fluß im Neutronenstrahl einen Beitrag leisten (bestimmt durch den Schwächungsfaktor $\exp(-r/\lambda_{tot})$).

Die Energieänderung der Neutronen bei der Streuung wird durch den Streuquerschnitt $\Sigma(E' \rightarrow E)$ beschrieben. Für großes Atomgewicht A der streuenden Kerne ist die Energieänderung $E' - E$ bei elastischer Streuung vernachlässigbar klein und das Integral

$$\int \Sigma(E' \rightarrow E) \phi(E') dE'$$

geht in den einfacheren Ausdruck $\Sigma(E) \cdot \phi(E)$ über. Ein Streuer mit großer Kernmasse erzeugt also bei elastischer Streuung der Neutronen keine wesentliche Energieänderung des Spektrums. Für mittleres und kleines A wird diese Energieänderung jedoch merklich.

So ist zum Beispiel bei dem hier verwendeten Zirkon bei elastischer Streuung und isotropem Neutronenfluß der mittlere Energieverlust der Neutronen $\overline{E'-E} = 0.022 \text{ E'}$. Durch einmalige Streuung wird demnach das Energiespektrum um etwa 2.2 % nach niederen Energien verschoben. Zugleich wird eine zusätzliche Energieunschärfe von 2.2 % erzeugt.

Die Energieverschiebung ist beim Vergleich der mit verschiedenen Streuern aufgenommenen Spektren in Abbildung 29 zu erkennen. In der mit Bleistreuer gewonnenen Meßreihe wird die von der 6.7 eV-Uranresonanz hervorgerufene Flußdepression bei der richtigen Energie wiedergegeben, während in dem mit Zirkonstreuer gemessenen Spektrum das Flußminimum zu kleinerer Energie verschoben ist. Der Graphitstreuer moderiert so stark, daß er die Flußdepression nicht mehr in der gleichen Form im Strahlspektrum erkennen läßt. Man sieht aber deutlich, daß in dieser Meßreihe die obere Flanke der Depression bei kleineren Energien als in den Meßreihen mit Blei- oder Zirkonstreuer erscheint.

Mit Abnahme der Neutronenenergie wird der beim Stoß abgegebene mittlere Energiebetrag kleiner, bis schließlich im thermischen Gleichgewicht im Mittel $E' = E$ wird. Im thermischen Bereich gleicht also das Energiespektrum im Strahl dem Energiespektrum des Neutronenflusses im Streuer, wobei jedoch zu beachten ist, daß das Spektrum im Streuer und in der Umgebung des Streuers von den Moderationseigenschaften des Streuermaterials mitbestimmt wird.

Eine Energieabhängigkeit der Neutronenabsorption oder ein energieabhängiger Streuquerschnitt, der die Wahrscheinlichkeit für die Streuung eines Neutrons angibt, können eine Verfälschung des Neutronenspektrums im Strahl im Vergleich zum Flußspektrum im Streuer bewirken. Deshalb wurde Zirkon als Streuer bei diesen Experimenten benützt, dessen Absorptionsquerschnitt sehr klein ist und dessen Streuquerschnitt im Energiebereich zwischen 0.04 eV und 100 eV praktisch unabhängig von der Energie ist (vergl. Abschnitt C.IV.2.). Der Einfluß der Wirkungsquerschnittsänderungen unter 0.04 eV auf die gemessenen Spektren wird in Abschnitt F.III. diskutiert.

Der Einfluß einer Flußgradienten am Ort des Streuers auf das Neutronenspektrum im Strahl kann leicht abgeschätzt werden, wenn man

voraussetzen darf, daß $\lambda_{th} = \lambda_{stun}$, $\frac{d^2\phi}{dr^2}$ klein ist und der Strahlquerschnitt $4\pi r^2\Omega_0$ innerhalb des Streuers konstant ist. Diese Bedingungen sind bei unseren Experimenten erfüllt. Man erhält dann in erster Näherung als Lösung von (E.1) :

$$I(E) \approx \int_0^L \frac{e^{-r/\lambda_{th}}}{\lambda_{th}} \left(\phi(E,0) + r \frac{\partial \phi(E,r)}{\partial r} \Big|_{r=0} \right) dr \quad (E.2)$$

wobei L die Länge des Streuers bedeutet und r von der Stirnseite des Streuers aus gerechnet wird.

Integration von (E.2) und Einsetzen der für Streuer Nr.4 geltenden Werte ($L = 3$ cm; $\lambda_{th} = 6.55$ cm bei einer Füllichte von 3 g/cm³) ergibt

$$I(E) \approx \phi(E,0) \left(1 + \frac{0.23 \cdot \lambda_{th}}{\phi(E,0)} \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{r=0} \right) \approx \phi(E, \frac{L}{2}) \quad (E.3)$$

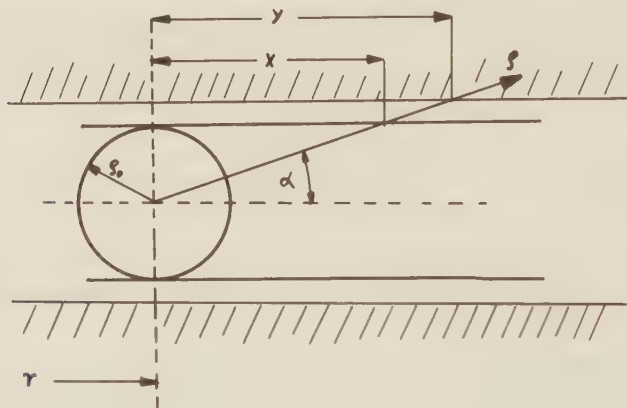
Demnach entspricht das Spektrum der Neutronen im Strahl dem Flußspektrum in einer Ebene, die nahezu mit der Mittelebene des Streuers zusammenfällt.

Mit den übrigen Streuern aus Graphit, Blei und Zirkon (Nr. 1-3) wurden nur Messungen in der Mitte des Kerntanks ausgeführt. An dieser Stelle verschwinden sowohl der Flußgradient als auch der Gradient der Neutronentemperatur (vergl. Abschnitt F.III.) und damit entfallen auch der Beziehung (E.3) entsprechende Korrekturen.

E.II. Zusammenhang zwischen dem Flußspektrum im Streuer und dem Flußspektrum im ungestörten System

Zum Fluß am Ort r ergeben wegen der Störung des homogenen Modulatorsystems durch den Strahlkanal auch Neutronen einen Beitrag, die aus weit von r gelegenen Volumenelementen stammen können. Dies bedeutet, daß mit der gegebenen Experimentanordnung das Neutronenspektrum mit einer Ortsauflösung $F(r)$ im Strahlkanal gemessen wird. Im folgenden wird der Einfluß dieser Störung auf die Messung der Temperatur der thermischen Neutronen abgeschätzt. Dabei wird in der Rechnung vorausgesetzt, daß sich ein Streuer mit

den Materialeigenschaften des Streuers Nr.4 in r cm Entfernung von Kerntank-Mitte im Strahlkanal befindet. Er kann in guter Näherung als ein kugelförmiger Körper mit dem Radius $\rho_0 = 1.75$ cm beschrieben werden, da die wahre Form des Streuers Nr.4 hiervon nicht wesentlich (im Sinne dieser Abschätzung) verschieden ist. Die beiden Innenrohre des Kanals (vergl. Abb.16) werden in der Rechnung durch ein Aluminiumrohr mit dem Durchmesser 40 mm und der Wandstärke 3 mm ersetzt. Zur Bezeichnung der Koordinaten und Winkel in den folgenden Rechnungen vergl. nebenstehende Skizze.



Für den Fluß im Zentrum des Streuers erhält man (ähnlich wie in Gleichung (E.1)) :

$$\Phi(E, r) = \int_{\Omega} \int_0^{\rho_0} \frac{e^{-\lambda_{\text{Al}}(s)}}{4\pi s^2} \sum_{sr}(s) \phi(E, s) s^2 ds d\Omega \quad (\text{E.4})$$

Die Integration erstreckt sich über den gesamten Raum.

Den Ausdruck (E.4) kann man zerlegen in

$$\phi(E, r) = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3,$$

wobei ϕ_1 den Beitrag aller Volumenelemente des Streuers zum Fluß bei $s = 0$ darstellt, ϕ_2 den Beitrag von Neutronen angibt, die von den Aluminiumrohren in das Rumelement um $s = 0$ gestreut werden, und ϕ_3 die Neutronen berücksichtigt, die direkt aus dem

Moderator in das Volumenelement um $\xi = 0$ gestreut werden.

Für die einzelnen Anteile folgt:

$$\phi_1 = \int_{\Omega} \int_0^{s_0 - \xi/\lambda_{tr}} \frac{e^{-\xi/\lambda_{tr}}}{4\pi} \sum_{\Sigma_r} \phi(E, r) d\xi d\Omega = 0.2 \phi(E, r) \quad (E.5)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß der Flußgradient im Streuer klein genug ist, um überall $\phi(E, \xi) = \phi(E, r)$ setzen zu dürfen.

Für den zweiten Anteil erhält man:

$$\phi_2 = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \int_{\xi/\sin\alpha}^{2.3 \sin\alpha} e^{-\xi/\lambda_{tr}} e^{-\frac{1}{\lambda_{Alu}}(\xi - \frac{2}{\sin\alpha})} \cdot \Sigma_{Alu} \cdot \phi(E, r+x) d\xi d\Omega \quad .$$

Der Streuquerschnitt Σ_{Alu} des Aluminiums wird mit 0.1 cm^{-1} angenommen. $\phi(E, \xi)$ wurde durch $\phi(E, r+x)$ ersetzt, weil die Flußgradienten senkrecht zur Strahlrohrachse sehr klein sind. Damit ist

$$\phi_2 = \frac{e^{-\xi/\lambda_{tr}}}{4\pi} \int_{\Omega} \int_{\xi_1}^{\xi_2} e^{-0.1(\xi - \frac{2}{\sin\alpha})} \cdot 0.1 \phi(E, r+x) d\xi d\Omega$$

oder

$$\phi_2 = 0.16 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 - e^{-0.015 \sqrt{x^2 + 4}}}{(x^2 + 4)^{3/2}} \phi(E, r+x) dx \quad (E.6)$$

Für den dritten Anteil gilt

$$\phi_3 = \frac{e^{-\xi/\lambda_{tr}}}{4\pi} \int_{\Omega} \int_{s_R}^{\xi} e^{-\frac{0.3}{\sin\alpha \cdot \lambda_{Alu}} \xi} e^{-\frac{\xi - s_R}{\lambda_{tr}}} \cdot \frac{1}{\lambda_{su}} \phi(E, \xi) d\xi d\Omega$$

$$\text{mit } s_R = \frac{2.4}{\sin\alpha} \quad .$$

Der Faktor $e^{-\frac{\xi - s_R}{\lambda_{tr}}}$ gibt an, wie die im Raumelement um ξ gestreuten Neutronen auf ihrem Weg im Moderator von ξ bis zur Kanalwand geschwächt werden. In der Brennstoffzone werden die zusätzlich durch Spaltungen entstehenden Neutronen der Größenordnung nach berücksichtigt, indem λ_{tr} im Schwächungsfaktor durch λ_{su} ersetzt

wird. Im Reflektor ist wegen der geringen Absorption des Graphit überall $\lambda_{tot} = \lambda_{str}$.

Für den Fluß wird, ähnlich wie in (E.2), der Ansatz gemacht:

$$\phi(E, s) = \phi(E, s_R) + \left. \frac{\partial \phi(E, s)}{\partial s} \right|_{s=s_R} ds$$

Damit erhält man:

$$\phi_3 = \frac{0.8}{4\pi} \int_{\Omega} e^{-\frac{0.03}{2.14} \Omega} \left(\phi(E, s_R) + \lambda_{str} \left. \frac{\partial \phi}{\partial s} \right|_{s=s_R} \right) d\Omega$$

Wegen der kleinen Flußgradienten senkrecht zur Strahlrohrachse können $\phi(E, s_R) = \phi(E, r+y)$ und $\left. \frac{\partial \phi(s, E)}{\partial s} \right|_{s=s_R} = \cos \alpha \frac{\partial \phi(E, r+y)}{\partial r}$ gesetzt werden.

Man überzeugt sich leicht, daß das Glied mit $\frac{\partial \phi}{\partial r}$ in guter Näherung vernachlässigt werden darf, weil es wegen $\cos \alpha \rightarrow 0$ in der Nähe des Streuers sehr klein wird. Andererseits geht in größerer Entfernung vom Streuer ϕ_3 insgesamt wegen des kleiner werdenden Raumwinkels gegen 0.

Man erhält also für ϕ_3 :

$$\phi_3 = 2.3 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-0.013 \sqrt{(2.4)^2 + y^2}}}{((2.4)^2 + y^2)^{3/2}} \phi(E, r+y) dy \quad (E.7)$$

Aus (E.5), (E.6) und (E.7) erhält man

$$\phi(E, r) = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 0.2 \phi(E, r) + \int_{-\infty}^{+\infty} F(x) \phi'(E, r+x) dx \quad (E.8)$$

$$\text{mit } F(x) = 0.16 \frac{e^{-0.015 \sqrt{x^2 + 4}}}{(x^2 + 4)^{3/2}} + 2.3 \frac{e^{-0.013 \sqrt{x^2 + 2.4^2}}}{(x^2 + 2.4^2)^{3/2}}.$$

Die Bedeutung der Gleichung (E.8) ist, daß der Streuer auch weiter entfernt liegende Stellen der Kanalwand "sieht". Deshalb hat der Neutronenfluß $\phi'(E, r+x)$ an der Stelle $r+x$ noch einen durch $F(x)$ bestimmten Einfluß auf den Fluß im Streuer bei r . Man mißt am Ort des Streuers nicht das Neutronenspektrum $\phi'(E, r)$

des ungestörten Systems, sondern das gemäß Gleichung (E.8) verfälschte Spektrum $\phi(E, r)$.

Das Integral (E.8) muß für jeden Punkt r berechnet werden. Es ergibt sich zunächst nur das Flußspektrum im Mittelpunkt des kugelförmig angenommenen Streuers. Aus einfachen geometrischen Überlegungen folgt jedoch, daß in erster Näherung die Beziehung (E.4) den in (E.8) angegebenen Wert für alle Punkte in der Mittelebene des Streuers Nr.4 annimmt. Der Fluß in der Mittelebene bestimmt aber nach (E.3) gerade das Strahlspektrum.

Bei der Analyse der Spektrumsmessungen interessiert es besonders, in welchem Maße die aus dem Strahlspektrum ermittelte Neutronentemperatur von der Neutronentemperatur am Ort r im ungestörten Moderatorsystem abweicht. Die Beziehung (E.8) bedeutet dann, daß der Verlauf der Neutronentemperatur im Moderator mit einer Ortsauflösung $F(x)$ gemessen worden ist.

Im thermischen Energiebereich kann der Neutronenfluß in guter Näherung durch eine Maxwellverteilung

$$\phi(E, r) \cdot dE = \phi(r) \cdot \frac{E}{(kT)^2} \exp(-E/kT) \cdot dE = \phi(r) \cdot M(E, T(r)) \quad (E.9)$$

beschrieben werden. Dabei legen $\phi(r)$ die Amplitude des Spektrums und T die Temperatur der Neutronenverteilung fest. T ist in diesem Fall von r abhängig.

Mit (E.9) läßt sich (E.8) umschreiben in

$$\phi(E, r) = \phi(r) M(E, T(r)) = 0.2 \phi(r) M(E, T(r)) + \int_{-\infty}^{+\infty} F(x) \phi(r+x) M(E, T(r+x)) dx \quad (E.10)$$

Für die numerische Bestimmung von (E.10) wurden die von Stelzer [8] angegebenen Meßwerte für $\phi(r)$ benützt. $M(E, T(r))$ folgt aus den Messungen dieser Arbeit (Abschnitt F.III.).

Anwendung von (E.10) auf alle Meßwerte ergibt einen neuen Wertesatz $M(E, T'(r))$, mit dem die Rechnung wiederholt werden kann. Es erweist sich, daß die aus (E.10) folgenden Korrekturen an der im Strahlspektrum gemessenen Energieverteilung kleiner sind als die durch Experiment und Auswertung bedingten Unsicherheiten der

Meßpunkte. Die Korrekturen betragen maximal 2°K bei einer angegebenen Unsicherheit der Meßpunkte von $\pm 4^{\circ}\text{K}$. Das bedeutet, daß die Ortsauflösung bei der Bestimmung der Neutronentemperatur als Funktion der Entfernung vom Kerntank gut ist. Die durch den Kanal verursachte Störung bei der Messung der Neutronentemperatur kann demnach bei der Beurteilung der Meßergebnisse vernachlässigt werden.

F. Die Experimente und ihre Ergebnisse

F.I. Durchführung der Spektrumsmessungen

Die hier beschriebenen Spektren wurden (bis auf wenige Ausnahmen) im Energiebereich von 0.008 eV bis 100 eV gemessen. Jede Meßreihe, die ein Gesamtspektrum liefert, besteht aus mehreren Einzelmessungen mit verschiedenen Rotordrehzahlen und Kanalweiten im Flugzeitanalysator, wobei die Experimentparameter so gewählt sind, daß über den gesamten Energiebereich eine möglichst günstige Energieauflösung erzielt wird. Da sich die Energiebereiche einiger Einzelmessungen überlappen, können die zeitliche Stabilität der Gesamtapparatur und die Richtigkeit der Abschneidefunktion des Choppers (vergl. Abschn. D.II.) im Experiment überprüft werden.

Die Messungen wurden begonnen, sobald nach Anfahren des Reaktors Temperaturgleichgewicht erreicht war (zu erkennen an der Anzeige der Instrumente in der Schaltwarte des Reaktors und am Erreichen der Gleichgewichtstemperatur im Streuer, die mit einem in die Streuer eingebauten Thermoelement bei mehreren Experimenten gemessen wurde). Die Meßdauer hängt von den Zählraten in den einzelnen Energiebereichen ab.

Als Beispiel werden in der Tabelle auf Seite 41 die Experimentparameter für die Meßreihe 8 (Streuer 3 in Kerntank-Mitte) angeführt.

An den vom Flugzeitanalysator registrierten Zählergebnissen werden die in Abschnitt D erläuterten Korrekturen angebracht. Wegen Schwierigkeiten bei der Reproduktion sind nicht alle ausgewerteten Meßdaten in die Abbildungen aufgenommen worden.

Messung Nr.	Meßzeit (s)	Folgefrequenz f der Neutronen- pulse (s^{-1})	Kanalweite (μs)	Meßbereich im ft-Maßstab	Meßbereich im Energie-Maß- stab (eV)	Bemerkungen
1	30000	1000	3.2	0 - 0.32	∞ - 2.07	Nur für ft > 0.046 entspr. E < 100 eV ausgewertet
2	39000	1000	3.2	0.32-0.64	2.07-0.52	
3	28150	500	6.4	0.32-0.64	0.52-0.13	
4	3000	500	12.8	0 - 0.64	∞ -0.13	Nur für ft > 0.1 entspr. E < 5.3eV ausgewertet. Kon- trolle der Mes- sungen 1 - 3 .
5	5000	250	12.8	0.32- 0.64	0.13-0.032	
6	10750	250	25.6	0 - 0.64	∞ -0.032	Nur für ft > 0.1 entspr. E < 1.3 eV ausgewertet. Kon- trolle der Mes- sungen 3 und 5 .
7	23300	125	25.6	0.32-0.64	0.032-0.008	
8	7500	125	51.2	0 -0.64	∞ -0.008	Nur für ft > 0.1 ausgewertet ent- spr. E < 0.33 eV . Kontrolle der Mes- sungen 5 und 7 .
9	18200	62.5	51.2	0.32-0.64	0.008-0.002	
10	10000	250	25.6	0 - 0.64	∞ - 0.032	Untergrund mit Cd

F.II. Epithermisches Neutronenspektrum

Der epithermische Anteil des Neutronenspektrums wurde mit verschiedenen Streuern in Kerntank-Mitte gemessen. Die Spektren sind in Abbildung 28 enthalten und noch einmal in Abbildung 29 vergrößert dargestellt. $E \cdot \phi(E)$ ist hier in willkürlichen Einheiten linear gegen die Energie aufgetragen. Die eingezeichneten Fehlerbreiten beziehen sich auf den mittleren statistischen Fehler.

Im Abschnitt F.II.1 werden Resonanzabsorption und Leckverluste in der Brennstofflösung des FRF zwischen 100 eV und 1.4 eV berechnet. Der Einfluß von Resonanzabsorption und Leckverlusten auf das Neutronenspektrum wird in Abschnitt F.II.2 diskutiert, und in Abschnitt F.II.3 wird der Einfluß von Strahlkanal und Streuer auf das epithermische Neutronenspektrum in der unmittelbaren Umgebung des Streuers abgeschätzt. Rechnungen und Meßergebnisse werden in Abschnitt F.II.4 miteinander verglichen.

F.II.1. Berechnung von Resonanzabsorption und Leckverlusten in der Brennstofflösung des FRF

Das epithermische Neutronenspektrum hat in einem unendlich ausgedehnten Moderator bei Vernachlässigung von Absorptionsverlusten die Form (vergl. z.B. [23]) :

$$\phi(E) = \frac{Q_0}{\xi \cdot E \Sigma_s(E)} \quad . \quad (F.1)$$

Die Stoßdichte ist dann:

$$F(E) = \frac{Q_0}{\xi \cdot E} \quad . \quad (F.2)$$

Dabei bedeuten Q_0 die Quellstärke der Spaltneutronen pro Volumeneinheit, $\Sigma(E)$ den makroskopischen Streuquerschnitt des Moderators und ξ das mittlere logarithmische Energiedekrement pro Stoß.

Bei der Berechnung von ξ der Brennstofflösung müssen der Wasserstoff des Wassers und der Sauerstoff in Wasser und Uranylsulfat berücksichtigt werden. Die übrigen Komponenten der Brennstofflösung ergeben praktisch keinen Beitrag zu ξ .

So erhält man für das mittlere logarithmische Energiedekrement in der Brennstofflösung des FRF :

$$\xi = \frac{\Sigma_{sH}}{\Sigma_s} + \xi_0 \frac{\Sigma_{sO}}{\Sigma_s} = \frac{1.33}{1.48} + 0.12 \frac{0.15}{1.48} = 0.912. \quad (F.3)$$

mit

ξ_0 = mittleres log. Energiedekrement beim Stoß des Neutrons an einem Sauerstoffkern des Wassers oder Uranylsulfats,

Σ_{sH} = makroskopischer Streuquerschnitt des Wasserstoffs und

Σ_{sO} = makroskopischer Streuquerschnitt des Sauerstoffs in der Brennstofflösung.

Die in Abbildung 29 aufgetragene Größe $E \phi(E)$ sollte nach Gleichung (F.1) im hier betrachteten Abbremsbereich von 100 eV bis 1.4 eV keine Abhängigkeit von der Energie zeigen, weil innerhalb dieses Energiebereichs $\Sigma(E)$ und ξ als unabhängig von der Energie angenommen werden können.

Im realen Fall wird die Form des Spektrums durch Absorption und Leckverluste verändert. Sowohl durch Absorption als auch durch Ausströmen aus dem Moderator gehen während des Abbremsprozesses Neutronen verloren. Deshalb ist eine Verkleinerung der Stoßdichte bei niederen Energien zu erwarten.

Für die Stoßdichte kann man ansetzen:

$$F(E) = \frac{Q_0}{\xi \cdot E} p(E) \quad (F.4)$$

$p(E)$ ist die sogenannte Bremsnutzung. $1-p(E)$ gibt an, welcher Bruchteil der bei der Spaltung erzeugten Neutronen während des Abbremsprozesses bis zur Energie E verloren gegangen ist.

In einem unendlich ausgedehnten Moderator erhält man, wenn die Resonanzen des Absorbers schmal sind und weit voneinander entfernt liegen, näherungsweise für die Bremsnutzung (vergl. [23]):

$$p(E) = c \cdot R \left\{ - \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\{(\Sigma_s + \Sigma_s)\}} \frac{dE'}{E'} \right\} \quad (F.5)$$

E_0 ist die Energie der Spaltneutronen. Die Beziehung (F.5) gilt dann exakt, wenn der Moderator reiner Wasserstoff ist und der Absorber eine sehr große Masse besitzt.

Der Kerntank des FRF kann nicht als unendlich ausgedehnt angenommen werden. Die Beziehung (F.5) läßt sich jedoch so modifizieren, daß man nach Shaftman (in [24], Seite 178) die Leckverluste wie eine Absorption behandelt. In dem Ausdruck für die Bremsnutzung tritt dann zusätzlich noch die Größe $D \cdot B^2 \cdot \phi$ auf, wobei D der Diffusionskoeffizient und B^2 die Flußwölbung sind.

Im Rahmen dieser Arbeit interessiert $p(E)$ nur im Meßbereich von 1.4 eV bis 100 eV. Es ist deshalb zweckmäßig, nicht mit der auf Spaltenergie bezogenen Bremsnutzung (F.5) zu rechnen, sondern mit der auf 100 eV bezogenen Bremsnutzung. Diese ergibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Neutron, das unter die bei 100 eV liegende Schwelle abgebremst wurde, die Energie E erreicht.

Es gilt dann für die Stoßdichte im betrachteten Energiebereich:

$$F(E) = \frac{C}{E} p^*(E) \quad (F.6)$$

mit $C = 100 \frac{F(100 \text{ eV})}{p(100 \text{ eV})}$

und $p^*(E) = c \cdot R \left\{ - \int_E^{100 \text{ eV}} \frac{\Sigma_a(E') + D B^2}{\{(\Sigma_s + \Sigma_{aR}(E')) + B^2 D\}} \frac{dE'}{E'} = c \cdot R \{ - A(E) \} \right\} \quad (F.7)$

Das Integral in (F.7) wird in zwei Teile aufgespalten:

$$A(E) = A_1 + A_2 = \int_E^{100 \text{ eV}} \frac{\Sigma_{aR}(E')}{\{(\Sigma_s + \Sigma_{aR}(E'))\}} \frac{dE'}{E'} + \int_E^{100 \text{ eV}} \frac{\Sigma_a(E') + B^2 D}{\{(\Sigma_s + \Sigma_{aR}(E')) + B^2 D\}} \frac{dE'}{E'} \quad (F.8)$$

$\Sigma_{aR}(E)$ gibt die von den starken U^{238} -Resonanzen herrührende Absorption an, mit $\Sigma_a(E)$ sind alle übrigen Absorber der Brennstofflösung berücksichtigt, deren Absorptionsquerschnitt klein gegen Σ_s der Lösung ist. Weiterhin wird in (F.8) vorausgesetzt, daß auch $D \cdot B^2 \ll \Sigma_s$ ist.

Für das erste Integral A_1 , das die Resonanzabsorption in U^{238} beschreibt, läßt sich schreiben:

$$A_1 = \int \frac{\Sigma_{aR}(E')}{\{\Sigma_{aR}(E') + \Sigma_s\}} \frac{dE'}{E'} = \frac{N_{28}}{\{\Sigma_s\}} \int \sigma_{a,eff} \frac{dE'}{E'} \quad (F.9)$$

$$\text{mit } \sigma_{a,eff} = \sigma_a \frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_{aR}(E)}$$

N_{28} = Dichte der U^{238} -Atome in der Brennstofflösung,

σ_a = Absorptionsquerschnitt von U^{238} und

Σ_s/N_{28} = makroskopischer Streuquerschnitt pro U^{238} -Atom in der Brennstofflösung.

Dabei wird vorausgesetzt, daß Σ_s im gesamten Energiebereich, über den integriert wird, d.h. in unserem Fall von 1.4 eV bis 100 eV, konstant ist.

$\int \sigma_{a,eff} \frac{dE}{E}$ ist das effektive Resonanzintegral RI_{eff} , das für jede einzelne Resonanz zu berechnen ist. Seine Größe hängt von den Resonanzparametern, von Σ_s/N_{28} und, wegen der Dopplerverbreiterung der Resonanzen, von der Temperatur ab.

Für Σ_s/N_{28} erhält man in unserer Brennstofflösung bei einem H/U-Verhältnis von 96 und unter Berücksichtigung des Streuquerschnitts von Sauerstoff in Wasser und Uranylsulfat :

$\Sigma_s/N_{28} = 2680$ barn im gesamten Bereich zwischen 1.4 und 100 eV.

Zur Berechnung des Resonanzintegrals für die unteren drei Resonanzen bei 6.68 eV, 21 eV und 36.8 eV haben wir die sogenannte NR1A-Näherung verwendet. Ihr liegt die Annahme zugrunde, die Resonanz sei so scharf, daß jeder Stoß eines Neutrons mit einem Moderatorkern innerhalb des Resonanzbereichs zu einem Energieverlust führt, der das Neutron aus dem Energiebereich der Resonanz entfernt. Andererseits sei die Resonanz breit, verglichen mit dem

maximalen Energieverlust des Neutrons bei Streuung an Urankernen.

In dieser Näherung erhält man nach Dresner [25] :

$$RI_{\text{eff}} = \frac{\sum_i \Gamma_i}{N_{28} E_R} \int_0^{\infty} \frac{\gamma(\theta, x)}{\Delta + \gamma(\theta, x)} dx \quad (\text{F.10})$$

mit $\Delta = \frac{\sum_i \Gamma_i}{N_{28} \sigma_R} \frac{\Gamma}{\Gamma_y}$,

σ_R = totaler Wirkungsquerschnitt bei der Resonanzenergie E_R ,

$$\theta = \frac{4 E_R \mu \cdot k T}{M \Gamma^2} ,$$

μ = reduzierte Masse von Neutron und Absorber,

M = Absorbermasse,

k = Boltzmannkonstante,

T = absolute Temperatur,

Γ = totale Linienbreite und

Γ_y = Strahlungsbreite der betrachteten Resonanz.

$\gamma(\theta, x)$ ist der analytische Ausdruck für die Doppler-verbreiterte Resonanzlinie:

$$\gamma(\theta, x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\theta}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-\frac{(x-y)^2}{4\theta})}{1+y^2} dy \quad (\text{F.11})$$

Das Integral $\int_0^{\infty} \frac{\gamma(\theta, x)}{\Delta + \gamma(\theta, x)} dx = f\left(\frac{1}{\Gamma\theta}, \Delta\right)$ ist tabuliert [25] .

Die Absorption in der 66.3 eV-Resonanz wird nach der NR-Näherung berechnet, weil bei dieser Energie der Energieverlust des Neutrons beim Stoß an Urankernen nicht mehr klein gegen die Linienbreite der Resonanz ist. In der NR-Näherung wird vorausgesetzt, daß das Neutron auch bei Stößen mit Urankernen genug Energie verliert, um aus dem Resonanzbereich entfernt zu werden. Die Resonanz wird demnach als schmal in Bezug auf den Energieverlust beim

Stoß sowohl mit dem Moderator als auch mit dem Uran betrachtet.

In dieser Näherung gilt nach Dresner [25] :

$$RI_{eff} = \frac{\sum_s T_r}{N_{28} \cdot E_R} \int_0^{\infty} \frac{\gamma(\theta, x)}{\Delta + \gamma(\theta, x)} dx \quad (F.10 a)$$

mit $\Delta = \frac{\sum_s}{N_{28} \cdot \sigma_R}$. Die Funktion $\gamma(\theta, x)$ ist dabei wie in

Gleichung (F.11) definiert.

Mit $T = 353^\circ K$ (entsprechend einer Brennstofftemperatur von $80^\circ C$), $\sum_s/N_{28} = 2680$ barn und den bekannten Resonanzparametern für U^{238} [22] erhält man die in der unten stehenden Tabelle angeführten Werte für das Resonanzintegral.

E_R (eV)	Näherung	RI_{eff} (barn)	$\frac{N_{28}}{\sum_s} RI_{eff}$
6.68	NR1A	56	$2.3 \cdot 10^{-2}$
21	NR1A	28	$1.15 \cdot 10^{-2}$
36.8	NR1A	21.5	$9 \cdot 10^{-3}$
66.8	NR	5.9	$2.4 \cdot 10^{-3} = 3.1 \cdot 10^{-3}_{\text{kor.}}$

Das nach Gleichung (F.10) berechnete Resonanzintegral stimmt bei unserem $\sum_s/N_{28}$ - Verhältnis in den drei unteren Resonanzen bis auf Abweichungen der Größenordnung 10^{-3} mit dem Wert überein, der aus der von Chernick und Vernon [25] , [26] angegebenen "Modified NR1A-Approximation" folgt. In dieser Näherung wird auch die Streuung an den Urankernen im Resonanzgebiet näherungsweise mit berücksichtigt.

Nach den von Spinney [27] angegebenen Werten für die "Modified NR-Approximation" muß am Resonanzintegral der 66.8 eV-Resonanz noch ein Korrekturfaktor der Größe 1.3 angebracht werden, mit dem berücksichtigt wird, daß nicht jeder Streustoß am Uran ein Neu-

tron über den vollen Resonanzbereich hinwegbringt.

Die Interferenz zwischen Potential- und Resonanzstreuung an Uran hat wegen der starken Verdünnung der Brennstofflösung im FRF praktisch keinen Einfluß auf die Resonanzabsorption. Der Beitrag der Streuinterferenz zum Resonanzintegral der 6.68 eV-Resonanz ist hier nach den von Rothenstein angegebenen Formeln [24] von der Größenordnung 10^{-6} .

Der Einfluß der hier berechneten Resonanzabsorption des U^{238} , beschrieben durch das Integral A_1 in Gleichung (F.8), auf den Energieverlauf des Neutronenspektrums wird in Abschnitt F.II.2 diskutiert.

Zur Berechnung des Integrals A_2 in (F.8) werden folgende Annahmen gemacht:

- a. Der wegen des Auftretens zahlreicher Resonanzen komplizierte Wirkungsquerschnittsverlauf bei U^{235} wird näherungsweise durch einen konstanten Absorptionsquerschnitt von 60 barn im Bereich von 1.4 eV bis 100 eV ersetzt. Dieser Wert ist aus dem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts unter Berücksichtigung des Streuquerschnitts von 10 barn geschätzt. Abschirmeffekte zwischen den Resonanzen von U^{235} und U^{238} werden nicht berücksichtigt.
- b. Der Diffusionskoeffizient der Lösung wird mit $D = 0.6$ cm als konstant im Energiebereich zwischen 1.4 eV und 100 eV angenommen. Für B^2 kann aus dem von Stelzer mit Indiumsonden gemessenen Flußverlauf [8] der Wert $\pi^2/40^2$ cm $^{-2}$ abgeleitet werden. Diese Flußwölbung wird als konstant im Bereich von 1.4 eV bis 100 eV vorausgesetzt.

Dann ergibt sich aus (F.8) :

$$A_2 = \int_{1.4 \text{ eV}}^{100 \text{ eV}} \frac{\Sigma_a(E') + B^2 D}{\left\{ \Sigma_s + \Sigma_{aR}(E') \right\}} \frac{dE'}{E'} \approx \int_{1.4 \text{ eV}}^{100 \text{ eV}} \frac{\Sigma_a(E') + B^2 D}{\Sigma_s} \frac{dE'}{E'} = 3,1 \cdot 10^{-2}.$$

Das Glied $\Sigma_{aR}(E)$ im Nenner des Integranden kann vernachlässigt werden, weil es den Integranden nur in den sehr engen Resonanzen des U^{238} beeinflusst und damit praktisch keine Auswirkung auf den Wert des Gesamtintegrals hat.

Aus A_2 folgt, daß bei Abbremsung von 100 eV auf 1.4 eV durch Absorption in U^{235} und durch Ausströmen der Bruchteil $1 - \exp(-0.031) \approx 3\%$ der unter 100 eV moderierten Neutronen verloren geht.

F.II.2. Einfluß von Resonanzabsorption und Leckverlusten auf das Neutronenspektrum

Als Folge der Resonanzabsorption bei der Energie E_R ist ein Sprung in der Stoßdichte $F(E)$ der Größe

$$\frac{F(E_+) - F(E_-)}{F(E_+)} = 1 - \exp\left(-\frac{N_{28}}{\int \Sigma_s} R I_{\text{eff}}\right) \quad (\text{F.12})$$

zu erwarten. E_+ und E_- bezeichnen Energiewerte direkt oberhalb bzw. unterhalb der Schwelle E_R .

Damit ist im Flußverlauf ein Sprung der gleichen relativen Größe verbunden. Außerdem tritt innerhalb des Resonanzbereichs eine durch die Abschirmwirkung des Absorbers bedingte Flußdepression auf, wobei für den Flußverlauf in der Resonanz gilt [23]:

$$\phi(E) = \frac{F(E) \cdot \sigma_{a,\text{eff}}(E)}{\Sigma_s \cdot \int \sigma_a(E)} \quad (\text{F.13})$$

Diese Flußdepression ist in Abbildung 29 bei den mit Zirkon- bzw. Bleistreuer aufgenommenen Meßreihen gut wiedergegeben. Bei Streuung an Graphit werden die Neutronen so stark moderiert, daß die Flußdepression im Strahl nicht mehr erkennbar ist.

Der Einfluß der Resonanzabsorption in U^{235} macht sich, weil wegen der begrenzten Energieauflösung der vorliegenden Experimentanordnung über viele Resonanzen gemittelt wird, im Spektrumsverlauf durch eine kontinuierliche Absenkung von $E \cdot \phi(E)$ nach kleinen Energien hin bemerkbar. Eine ähnliche Auswirkung auf das Spektrum haben auch die Leckverluste.

Die von der Resonanzabsorption in U^{235} und U^{238} sowie von den Leckverlusten verursachte Flußabsenkung bei 1.4 eV, bezogen auf

den Fluß bei 100 eV, ist gemäß Gleichung (F.6) gegeben durch

$$\frac{100 \cdot \phi(100 \text{ eV}) - 1.4 \cdot \phi(1.4 \text{ eV})}{100 \cdot \phi(100 \text{ eV})} = \frac{\Delta(E \cdot \phi)}{100 \cdot \phi(100 \text{ eV})} = 1 - e^{-(A_1 + A_2)}.$$

Daraus erhält man mit

$$A_1 = \frac{N_{28}}{\sum_i} \sum_i R I_{\text{eff}} \quad (\text{wobei über alle Resonanzen des Bereichs summiert wird}) \text{ und}$$

$$A_2 = 3.1 \cdot 10^{-2} :$$

$$\frac{\Delta(E \cdot \phi)}{100 \cdot \phi(100 \text{ eV})} = 1 - \exp(-7.8 \cdot 10^{-2}) = 0.925 .$$

Es ist also insgesamt eine Flußabsenkung von 7.5 % zu erwarten.

F.II.3. Der Einfluß von Strahlkanal und Streuer auf das Spektrum im epithermischen Gebiet

Die in den Experimenten ermittelte Absenkung des Flusses bei 1.4 eV gegenüber dem Wert bei 100 eV ist größer als die in Abschnitt F.II.2. aus Resonanzabsorption und Leckverlusten berechnete Absenkung.

Diese Abweichung der Experimentergebnisse wird mit der Störung des Moderatorsystems durch den Strahlkanal und den Streuer erklärt. Der Streuer streut Neutronen in den Strahlkanal, die ohne Rückstreuung nach außen abfließen können. Dadurch entstehen in der näheren Umgebung des Streuers zusätzlich zu den Leckverlusten $D \cdot B^2 \cdot \phi$ des ungestörten Moderators noch weitere Leckverluste, die nicht in vollem Maße durch Diffusion aus der weiteren Umgebung des Streuers ausgeglichen werden. Aus diesem Grunde weicht das Abbremspektrum in der näheren Umgebung des Streuers vom Spektrum im ungestörten Moderator ab.

Zur Abschätzung des Einflusses dieser Störung auf den Flußver-

lauf werden folgende Näherungen eingeführt:

- a. In der Mitte des Kerntanks sind die Flußgradienten klein. Deshalb entspricht das Spektrum der vom Streuer nach außen gestreuten Neutronen dem Spektrum in der nächstbenachbarten $2 \cdot \lambda_{tr} = 1$ cm dicken Brennstoffschicht um den Streuer. λ_{tr} ist die Transportweglänge der Neutronen in der Brennstofflösung.
- b. Der Neutronenstrom, der durch die Rohrwand hindurchtritt, ist gleich der Zahl der Neutronen, die pro Zeiteinheit vom Streuer nach außen gestreut werden. Der Absorptionsquerschnitt im Streuer kann vernachlässigt werden. Die Streuung von Neutronen im Streuer erfolge isotrop im Laborsystem.

Die Zahl der vom Streuer nach außen gestreuten Neutronen ist

$$N_s(E) = \phi(E) \cdot \Sigma(E) \cdot V \int_V W(r) dV \cdot \frac{\int \Omega(r) d\Omega}{4\pi \int d\Omega} \quad (F.14)$$

Dabei sind V das Volumen des Streuers und $\Omega(r)$ der Raumwinkel, in den am Ort r diejenigen Neutronen gestreut werden, die dem weiteren Moderationsprozeß verloren gehen. $W(r)$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein am Ort r in den Raumwinkel $\Omega(r)$ gestreutes Neutron nicht durch einen weiteren Stoß im Streuer wieder aus diesem Raumwinkel entfernt wird.

Der Neutronenstrom durch ein Flächenelement der Rohrwand in den Streuer ist

$$I = \frac{N_s(E)}{2\pi R \cdot L} \quad \text{Neutronen/cm}^2$$

Hier sind R der Radius der Rohrwand und L die effektive Länge des Streuers, womit die um die Halbwertsbreite der in Gleichung (E.8) definierten Auflösungsfunktion vergrößerte Länge des Streuers gemeint ist.

Der Bruchteil $1 - \exp(-\bar{\Delta r}/\lambda_{tr}) = 0.9$ der Neutronen des Stromes I stammt aus der Moderatorschicht zwischen $r=R$ und $r=R+2\lambda_{tr}$. Dabei ist $\bar{\Delta r}$ eine rein geometrische Größe, die aus den Abmessungen von Strahlkanal und Streuer folgt. Sie ist die über alle möglichen Neutronenflugrichtungen gemittelte effektive Dicke der Moderatorschicht, gewichtet mit den diesen Flugrichtungen entsprechenden effektiven Dicken des Streuers.

Für den Neutronenfluß bei der Energie 1.4 eV in der Moderator-schicht um den Strahlkanal erhält man:

$$\phi(1.4 \text{ eV}) = \phi_0(1.4 \text{ eV}) - \Delta \phi \quad (\text{F.15})$$

wobei $\phi_0(1.4 \text{ eV})$ der in Abschnitt F.II.2 berechnete Fluß ist, der im ungestörten System bei der Energie 1.4 eV herrschen würde. $\Delta \phi$ ist dann die durch die Störung verursachte Flußabsenkung, für die man schreiben kann:

$$\Delta \phi = \frac{0.9}{L} \int_{1.4 \text{ eV}}^{100 \text{ eV}} \int_R^{R+2\lambda_w} N_s(E) dE \cdot 2\pi r dr \cdot \frac{\exp\left\{-\frac{(r-R-\lambda_w)^2}{4 \cdot \tau(E)}\right\}}{\sqrt{4\pi\tau(E)}[(R+2\lambda_w)^2 - R^2]} \quad (\text{F.16})$$

Dabei ist $\tau(E)$ das Fermialter von Neutronen der Energie E nach ihrer Abbremsung auf 1.4 eV. Für einen Wasserstoffmoderator ist $\tau(E)$ für die Endenergie 1.4 eV von Coveyou und Sullivan [28] berechnet und numerisch angegeben worden. In der Gleichung (F.16) ist die Lösung der Fermi-Altersgleichung für das zylindersymmetrische Problem durch die Lösung des ebenen Problems ersetzt worden. Dadurch wird die Berechnung des Integrals wesentlich vereinfacht, andererseits ist der durch die Substitution verursachte Fehler bei den geometrischen Abmessungen dieser Anordnung vernachlässigbar klein.

Unter Benützung der Werte für $\tau(E)$ aus [28] und mit der für jeden der verwendeten Streuer näherungsweise berechneten Größe $N_s(E)$ gemäß Gleichung (F.14) erhält man:

Meßreihe Nr.	Streuer Nr.	$\frac{\Delta \phi}{\phi_0(1.4 \text{ eV})}$
7	1 (Graphit)	0.1
8	3 (Zirkon)	0.08
10	2 (Blei)	0.1

Der Einfluß der von Streuer und Strahlkanal verursachten Störung des Systems auf den Verlauf des Neutronenspektrums ist demnach von der gleichen Größenordnung wie der in Abschnitt F.II.2 berechnete Einfluß von Resonanzabsorption und Leckverlusten auf das Neutronenspektrum im ungestörten System.

F.II.4. Vergleich der Rechnungen mit den Meßergebnissen

Der mit den einzelnen Streuern gemessene epithermische Flußverlauf ist in Abbildung 29 aufgetragen. Die Fehlerangaben beziehen sich auf den mittleren statistischen Fehler der einzelnen Meßpunkte.

Das unter Berücksichtigung von Resonanzabsorption, Leckverlusten und Störung durch den Strahlkanal berechnete Spektrum im Neutronenstrahl ist in Abbildung 29 für die verschiedenen Streuer als Linienzug eingezeichnet. Der gerechnete Flußverlauf wurde dabei willkürlich an die Meßpunkte bei 100 eV angepaßt.

Die Abbildung zeigt, daß die Meßwerte im wesentlichen innerhalb der Fehlergrenzen mit den berechneten Kurven übereinstimmen.

F.III. Thermisches Neutronenspektrum

Das thermische Neutronenspektrum wurde an verschiedenen Stellen im Kerntank und im Reflektor gemessen.

Die Messungen des Neutronenspektrums im Kerntank mit Streuern aus Graphit, Zirkon und Blei dienten dazu, den Einfluß des Streuermaterials auf das gemessene Spektrum zu untersuchen.

Mit der Messung des thermischen Neutronenspektrums in Abhängigkeit von der Temperatur der Brennstofflösung wurde gezeigt, daß sich die Neutronentemperatur mit der Brennstofftemperatur ändert.

Messungen des Neutronenspektrums an verschiedenen Stellen im Kerntank und im Reflektor dienten dazu, die Ortsabhängigkeit der Neutronentemperatur im Reaktor zu untersuchen.

Die in den Experimenten aufgenommenen Spektren sind in den Abbildungen 28, 30 und 31 dargestellt.

F.III.1. Auswertung der Spektrumsmessungen

Man erwartet, daß sich das thermische Flußspektrum in guter Näherung durch eine Maxwellverteilung

$$\Phi(E) \cdot dE = A \cdot \frac{E}{(kT)^2} \cdot \exp(-E/kT) \cdot dE \quad (F.17)$$

darstellen läßt (vergl. z.B. [30]).

Es wurde deshalb an die experimentell gewonnenen und gemäß Abschnitt D korrigierten Meßpunkte (die $E \cdot \Phi(E)$ repräsentieren) eine Funktion

$$F(E) = B \cdot (E/E_0)^2 \cdot \exp(-E/E_0) \quad (F.18)$$

nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate angepaßt. Die Rechnung ergibt die beiden Parameter B und E_0 der Verteilung, wobei B den thermischen Neutronenfluß und E_0 die Lage der Neutronenverteilung im Energiemaßstab angeben. Aus E_0 kann die Neutronentemperatur $T = E_0/k$ ermittelt werden, wobei k die Boltzmannkonstante bedeutet.

Für die weiteren Untersuchungen werden nur die Parameter E_0 und B verwendet, die aus einer Anpassung im Energiebereich zwischen $E = 0.02$ eV und 0.117 eV berechnet sind. Die Differenzen zwischen Meßkurve und angepaßter Maxwellverteilung $F(E)$ bestätigen, daß der Neutronenfluß in diesem Energiebereich, in dem der Wirkungsquerschnitt des Zirkons nahezu konstant ist (vergl. Abschn. C.IV.2) durch die Beziehung (F.18) befriedigend dargestellt wird.

In Unkenntnis des Wirkungsquerschnittsverlaufs von Zirkon war bisher angenommen worden, das Spektrum werde durch den Zirkonstreuer bis zu Energien von 0.01 eV nicht verfälscht [33].

Setzt man dies voraus und paßt die Gleichung (F.18) an die Meßpunkte an, so können Fehler bei der Ermittlung von E_0 auftreten. Ein Vergleich der Differenzen zwischen Meßpunkten und Gleichung (F.18) mit dem Streuquerschnitt von Zirkon in Abbildung 32 zeigt deutlich den Einfluß des Streuers auf das Strahlspektrum.

Außerhalb des für die Anpassung in Frage kommenden Energiebereichs ist der Einfluß des Streuers auf das Spektrum in Abb.28 bei Energien um 0.003 eV zu erkennen. In diesem Energiegebiet fällt der kohärente Streuquerschnitt der verwendeten Streusubstanzen stark ab.

Als Fehlerbreite in den Darstellungen der Neutronentemperatur wird im Folgenden stets $\Delta T = \pm 4^\circ$ angegeben. Dieser Fehler folgt aus den geschätzten systematischen Fehlern des Experiments, der an den Meßergebnissen angebrachten Korrekturen und der Abhängigkeit von E_0 von der Energielage des Anpassungsbereichs für (F.18) .

F.III.2. Messung mit verschiedenen Streuern im Kerntank

Die mit verschiedenen Streuern unter gleichen Verhältnissen im Kerntank gemessenen Spektren zeigt Abbildung 28. Aus diesen Spektren werden mit (F.18) folgende Parameter E_0 ermittelt:

Meßreihe Nr.	Streuer Nr.	E_0 (10^{-2} eV)	Neutronentemperatur ($^\circ\text{K}$)
7	1 (Graphit)	$3,691 \pm 1 \%$	429 ± 4
8	3 (Zirkon)	$3,717 \pm 1 \%$	431 ± 4
19	4 (Zirkon)	$3,719 \pm 1 \%$	432 ± 4
10	2 (Blei)	$3,854 \pm 1 \%$	448 ± 4

Dabei wurde E_0 für die vier Experimente im gleichen Anpassungsbereich zwischen 0.02 eV und 0.117 eV ermittelt. Die Messungen Nr.8 und Nr.19 mit Zirkonstreuern sind unabhängig voneinander durchgeführt worden. Zwischen den beiden Meßreihen lag ein Zeit-

raum von 45 Tagen.

Die Differenzen zwischen den Messungen mit verschiedenen Streusubstanzen werden vermutlich durch die Streuer selbst verursacht. Graphit und Zirkon haben einen von hohen Energien bis 0.02 eV nahezu konstanten Wirkungsquerschnitt, bei Anpassung bis zu dieser Energie wird man also ein vom Streuer unverfälschtes Spektrum voraussetzen dürfen. Bei Blei dagegen fällt der Wirkungsquerschnitt von 0.1 eV bis 0.02 eV um etwa 40 %, man wird deshalb ein gehärtetes Spektrum im Strahl erwarten.

F.III.3. Das Spektrum im Kerntank als Funktion der Temperatur

Um eine Übersicht über den Zusammenhang von Neutronentemperatur und Moderatortemperatur zu erhalten, wurde das Spektrum im Kerntank mit Streuer Nr.3 bei verschiedenen Brennstofftemperaturen gemessen. Die Abbildung 33 zeigt den Verlauf der gemessenen Neutronentemperatur T mit der Brennstofftemperatur.

Die Veränderung der Brennstofftemperatur wurde durch Variation der Reaktorleistung bei voll eingeschalteter Kerntankkühlung erreicht. Die Temperatur wird mit Thermoelementen bestimmt, die außen auf der Wand des Kerntanks befestigt sind. Da die Brennstofflösung wegen der durch radiolytische Blasenbildung verursachten Turbulenz gut durchwirbelt wird und das Kühlsystem die Wärme nahezu gleichmäßig aus dem Brennstoffvolumen abführt, darf man annehmen, daß die Temperatur an der Wand des Kerntanks repräsentativ für die Temperatur der gesamten Brennstofflösung ist. Der Fehler der so gemessenen Temperatur wird auf $\pm 3^\circ$ geschätzt.

Der Verlauf der Neutronentemperatur in einem Moderator in Abhängigkeit von den Materialkonstanten des Moderators, seiner Temperatur, dem Verhältnis des thermischen zum epithermischen Neutronenfluß und der Grenzenergie E_g zwischen thermischem und epithermischem Spektrum ist von Springer [32] näherungsweise berechnet worden. Aus den dort angegebenen Beziehungen kann für die Temperatur T der Neutronen, die sich mit dem Moderator im Gleichgewicht befinden, die Bedingung

$$T = T_m \frac{\Sigma_s}{2\Sigma_s + A\bar{\Sigma}_a} \left(2 + \frac{\phi_{th} \cdot E_g}{\phi_{th} \cdot k T_m} \right) \quad (F.19)$$

hergeleitet werden. Dabei sind T die Neutronentemperatur, T_m die Moderatortemperatur, Σ_s der Streuquerschnitt und $\bar{\Sigma}_a$ der über das thermische Spektrum gemittelte Absorptionsquerschnitt des Moderators, ϕ_{th} und ϕ_{epi} der thermische und epithermische Neutronenfluß und E_g die Grenzenergie zwischen thermischem und epithermischem Neutronenfluß.

Die wesentlichen Voraussetzungen bei der Herleitung von (F.19) sind, daß das thermische Neutronenspektrum durch eine Maxwellverteilung der Neutronenenergie darstellbar ist und die Abweichung der Neutronentemperatur von der Moderatortemperatur nicht groß ist, also $(T - T_m)/T_m \ll 1$.

Nach der Beziehung (F.19) hängen Neutronentemperatur und Moderatortemperatur nicht linear miteinander zusammen.

Die Experimente ergaben folgende Werte:

Meßreihe Nr.	Reaktor- Leistung (kW)	Brennstoff- Temperatur T_m (°C)	Neutronen- Temperatur $T = E_0/k$ (°K)	$\frac{\phi_{th}}{\phi_{epi}(1.4\text{eV})}$	A_{eff}
8	50	80 ± 3	431 ± 4	8.59 ± 0.4	11.6 ± 2
9	26.6	61 ± 3	416 ± 4	8.53 ± 0.4	10.1 ± 2
23	9.4	41 ± 3	394 ± 4	8.15 ± 0.4	11.0 ± 2

Da die Temperatur T_m der Brennstofflösung und die Temperatur T aus den Messungen bekannt sind, kann die Gleichung (F.19) dafür benutzt werden, die effektive Masse der Moderatorkerne zu berechnen.

Mit einem Streuquerschnitt von 80 barn und einem Absorptionsquerschnitt von 1.7 barn pro Wasserstoffatom in der Brennstofflösung des FRF ist $\Sigma_s/\bar{\Sigma}_a = 47$ im thermischen Gebiet.

Unter Verwendung der aus den Messungen ermittelten Werte für $\phi_{\text{epi}}/\phi_{\text{th}}$ (Abschnitt F.III.4 a) und von $E_g/kT = 5.1$ (vergl. Abschnitt F.IV.) ergeben sich die in der Tabelle auf Seite 57 mit aufgeführten effektiven Massen A_{eff} der Moderatoratome. Die Fehlergrenzen sind aus den Unsicherheiten von T , T_m und $\phi_{\text{epi}}/\phi_{\text{th}}$ berechnet.

Diese effektiven Massen sind deshalb größer als die Masse eines Wasserstoffkernes, weil im thermischen Energiebereich der Wasserstoffkern nicht mehr als freier Streuer behandelt werden kann. Die effektive Masse hat bei hohen Neutronenenergien den Wert 1 und steigt bei sehr kleinen Energien auf den asymptotischen Wert 18. Der in den Rechnungen ermittelte Wert $A \approx 11$ bedeutet, daß beim Stoß eines thermischen Neutrons am Wasserstoffkern die Bindungsenergie des Wassermoleküls eine wesentliche Rolle spielt.

F.III.4. Neutronenspektren im Reflektor

Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Neutronentemperatur im Reflektor wurde das Neutronenspektrum als Funktion der Entfernung des Streuers von Kerntank-Mitte gemessen. Bei diesen Experimenten wurde der Zirkonstreuer Nr.4 verwendet. Die Meßpositionen lagen zwischen $r = 0$ (Kerntank-Mitte) und $r = 50$ cm (Mitte des Reflektormantels). In weiter außen gelegenen Bereichen ist der Neutronenfluß bereits so klein, daß dort auf Spektrumsmessungen verzichtet werden mußte.

Die in den verschiedenen Meßpositionen gewonnenen Spektren zeigt die Abbildung 31. Die Parameter E_0 der Gleichung (F.18) sind für die einzelnen Spektren in der Tabelle auf Seite 59 aufgeführt.

Meßreihe Nr.	Meßposition r (cm)	$E_0 \cdot 10^2$ (eV)	Neutronentempe- ratur ($^{\circ}\text{K}$). Alle Werte $\pm 4^{\circ}$	$n v_0 / \phi_{\text{epi}}$ Alle Wer- te $\pm 5\%$
19	0	3.72	432	8.02
20	5	3.72	432	7.71
12	10	3.85	426	7.55
18	15	3.72	432	8.45
15	20	3.64	423	8.57
22	22.5	3.65	424	8.23
17	25	3.55	412	9.25
16	30	3.42	397	10.3
21	35	3.37	392	11.85
13	40	3.25	377	13.55
14 a	42.5	3.20	371	13.9
14 b	50	3.04	353	17.25

F.III.4 a. Vergleich der Spektren mit Sondenmessungen im Kanal R3

Die thermischen und epithermischen Neutronenflüsse sind von Stelzer [8] im Kanal R3 bestimmt worden. In Abbildung 34 werden die Ergebnisse der Sondenmessungen mit den in dieser Arbeit gewonnenen Spektren verglichen.

Bei den mit Indium durchgeführten Sondenmessungen wurde der thermische Fluß $\phi_{\text{th}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n \cdot v_0$ (mit $v_0 = 2200 \text{ m/s}$) und ϕ_{epi} (Neutronenfluß pro logarithmischem Energie-Intervall, gemessen bei 1.4 eV) bestimmt. In Abbildung 34 ist das Verhältnis beider Größen aufgetragen.

Aus den Spektren folgt ϕ_{epi} direkt als Funktionswert von $E \cdot \phi(E)$ an der Stelle $E = 1.4 \text{ eV}$.

Wegen der Annahme, daß das thermische Spektrum durch eine Maxwellverteilung beschrieben werden kann, ergibt sich für $\phi_{\text{th}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n v_0$:

$$E \cdot \phi(E) \cdot dE = B \cdot (E/E_0)^2 \cdot \exp(-E/E_0) \cdot dE \quad , \quad (F.18)$$

$$\phi_{th} = B \quad . \quad (F.20)$$

Die Parameter B und E_0 liefert die in Abschnitt F.III.1 erwähnte Ausgleichsrechnung.

Der Vergleich der Spektren mit den Sondenmessungen zeigt eine bemerkenswert gute Übereinstimmung der Ergebnisse.

F.III.4 b. Temperaturverlauf des Neutronenspektrums im Reflektor

Der Verlauf der Neutronentemperatur längs des Strahlkanals ist in Abbildung 35 dargestellt. Außerdem ist in dieser Abbildung die Temperatur des Reflektorgraphits und der theoretisch berechnete Verlauf der Neutronentemperatur eingezeichnet.

Die Graphit-Temperatur in der Umgebung des Strahlkanals ist einer direkten Messung nicht zugänglich; sie wurde unter folgenden Annahmen berechnet:

- a. Die Temperatur des Graphits am Kerntank beträgt 80°C , wie es vom Thermoelement an dieser Stelle angezeigt wird.
- b. Entsprechend den Konstruktionszeichnungen des Reaktors befindet sich im Reflektor in 28 cm Entfernung vom Mittelpunkt des Kerntanks ein 5 mm breiter Luftspalt (vergl. Abb.16 und Abb.17).
- c. Die Graphit-Temperatur bei $r = 80$ cm wird durch das Reflektor-Kühlsystem auf 28°C gehalten.
- d. Die Wärmeleitfähigkeit des Reflektorgraphits beträgt $0.25 \text{ (cm s grad)}^{-1}$. Genaue Angaben über die Leitfähigkeit des Reflektorgraphits im FRF sind nicht bekannt. Es wurde dieser verhältnismäßig kleine Wert der Rechnung zugrunde gelegt, um annähernd die Störung der Wärmeleitung in den Stapelfugen der Graphitblöcke zu berücksichtigen.

e. Nach Abschätzungen von Stelzer [30] entstehen durch Strahlungsabsorption im Graphitreflektor 3.75 kW Wärmeenergie, die nach außen abfließt. Es wird in der Rechnung angenommen, daß 35 % der Strahlung in der innersten Graphitschicht bis $r = 30$ cm absorbiert werden, weitere 25 % in der Graphitschicht zwischen $r = 30$ cm und $r = 40$ cm. Der Rest wird im äußeren Mantel des Reflektors in Wärme umgesetzt.

Der unter diesen Annahmen berechnete Temperaturverlauf ist in der Abbildung 35 eingezeichnet. Die angegebenen Meßpunkte wurden in einem Reaktor gleichen Typs (BER) in der horizontalen Thermischen Säule in entsprechenden Entfernungen vom Kerntank nach siebenstündigem 50 kW-Betrieb ermittelt. [31] .

Nach der bereits in Abschnitt F.III.3 zitierten Theorie über die Ortsabhängigkeit der Neutronentemperatur in einem Moderator folgt für die Neutronentemperatur

$$T = T_m \frac{\Sigma_s}{2\Sigma_s + A \bar{\Sigma}_a} \left(2 + \frac{\phi_{epi} \cdot E_g}{\phi_{th} \cdot k T_m} \right) \quad (F.19)$$

Die Bezeichnungen sind gleichbedeutend mit denen in Gleichung (F.19) auf Seite 57.

Der aus (F.19) berechnete Verlauf der Neutronentemperatur im Graphit des Reflektors ist für $r > 30$ cm in Abbildung 35 eingezeichnet. Für die Berechnung wurden die aus den Experimenten folgenden Werte für ϕ_{th}/ϕ_{epi} (Abschnitt F.III.4 a) und $E_g = 5.1$ kT (Abschnitt F.IV.) eingesetzt. $A \cdot \bar{\Sigma}_a$ kann bei Graphit gegen $2 \Sigma_s$ vernachlässigt werden, auch wenn man für A den bei Zimmertemperatur gemessenen Wert $A_{eff} = 40$ [34] berücksichtigt.

F.IV. Das Neutronenspektrum im Übergangsgebiet

Es ist üblich, das Neutronenspektrum im Reaktor näherungsweise durch die Summe einer dE/E -Verteilung des Neutronenflusses im epithermischen Gebiet und einer Maxwell-Verteilung im thermischen Energiebereich zu beschreiben. Das epithermische Spektrum wird dabei im Übergangsgebiet bei einer geeigneten Energie abgeschnitten.

Der analytische Ausdruck für das Spektrum lautet dann:

$$\phi(E) \cdot dE = B \cdot \frac{E}{E_0^2} \cdot \exp(-E/E_0) \cdot dE + \frac{A}{E} \cdot \Delta(E) \cdot dE \quad (F.21)$$

Dabei gibt $\Delta(E)$ die Funktion an, die das epithermische Spektrum abschneidet. Die einfachste Annahme für $\Delta(E)$ ist

$$\begin{aligned} \Delta(E) &= 1 \quad \text{für } E > E_g, \\ \Delta(E) &= 0 \quad \text{für } E < E_g. \end{aligned} \quad (F.22)$$

Spektrumsmessungen in einem heterogenen D_2O -Reaktor [13] und in einem graphitmoderierten Reaktor [15] haben ergeben, daß mit dieser einfachen Annahme für $\Delta(E)$ der Neutronenfluß in seiner Abhängigkeit von der Energie nicht richtig beschrieben wird. Sowohl die Messungen in D_2O als auch in Graphit zeigen eine Flußerhöhung des epithermischen Flusses über den reinen dE/E -Verlauf um etwa 40% bei der Energie 10 kT.

Die Messungen in dieser Arbeit ergeben einen Flußverlauf, der im Übergangsgebiet zwischen epithermischem und thermischem Gebiet beträchtlich von den Meßergebnissen in D_2O - und Graphitgittern abweicht. Das epithermische Spektrum im Kerntank zeigt überhaupt keine Flußerhöhung, der Verlauf von $\Delta(E)$ ist für die drei Messungen mit Moderatortemperaturen zwischen 40 °C und 80 °C gleich (vergl. Abbildung 36).

Im Graphitreflektor bei $r = 40$ cm ist eine kleine Flußerhöhung von etwa 10% bei $E = 10$ kT zu erkennen (vergl. Abb. 37). Die Energielage von $\Delta(E)$ ist für alle Messungen gleich.

Definiert man die effektive Abschneide-Energie E_g des epithermischen Spektrums so, daß bei dieser Energie die Abschneidefunktion $\Delta(E)$ den Wert 0.5 besitzt, also thermisches und epithermisches Spektrum die gleiche Größe besitzen, dann erhält man für alle Spektren im Kerntank und im Reflektor den Wert

$$E_g/kT = 5.1 \pm 0.1 . \quad (F.23)$$

Diese Energie E_g ist etwa 10% größer als die von anderen Autoren in D_2O und Graphit gemessene Abschneide-Energie [13,15] . Bei der Berechnung von effektiven Wirkungsquerschnitten nach der Westcott-Konvention kann für das hier gefundene Spektrum nicht der von Westcott vorgeschlagene Spektralfaktor s_4 verwendet werden [1] ; dem Spektrumsverlauf dürfte am besten der ebenfalls in [1] angegebene Spektralfaktor s_2 entsprechen.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Messungen des epithermischen und thermischen Energiespektrums von Neutronen mit einem Neutronen-Flugzeitspektrometer am Forschungsreaktor Frankfurt beschrieben.

Der Energieverlauf des epithermischen Neutronenspektrums im Kerntank wird mit dem Energiespektrum von Neutronen verglichen, das aus der Bremstheorie unter näherungsweise Berechnung der Resonanzabsorption in der Brennstofflösung und unter Berücksichtigung der durch Diffusion verursachten Neutronen-Leckverluste folgt.

Das thermische Energiespektrum der Neutronen wird im Kerntank und im Graphitreflektor gemessen. Es wird gezeigt, daß das thermische Neutronenspektrum durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einer definierten Neutronentemperatur T beschrieben werden kann. Die Ortsabhängigkeit dieser Neutronentemperatur im Reflektor wird mit den Voraussagen der Diffusionstheorie verglichen.

Der aus den in dieser Arbeit gemessenen Neutronenspektren berechnete Energieverlauf des Abbremspektrums im Übergangsgebiet zum Maxwell-Boltzmann-Spektrum zeigt nicht die Flußüberhöhung, die aus Messungen an heterogenen Reaktoren mit Graphit- und D_2O - Moderator bekannt ist.

In den Abschnitten C und D wird die für diese Untersuchungen verwendete Apparatur beschrieben. Die für die Messungen der Neutronenspektren wichtigen Kenngrößen der Apparatur und die an den Experimentergebnissen anzubringenden Korrekturen werden diskutiert.

Die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts von Zirkon wird im thermischen Energiebereich mit guter Energieauflösung gemessen.

Diese Arbeit entstand in den Jahren 1959 bis 1964 im Institut für Kernphysik an der Universität Frankfurt am Main.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Professor Dr.E.Schopper, danke ich für die Arbeitsmöglichkeit im Institut und für sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Den Herren Dr.N.Fiebiger, Dr.W.Schütze und Dr.K.Stelzer habe ich für zahlreiche Diskussionen zu danken, in denen mir wertvolle Anregungen gegeben wurden.

Herr Diplomphysiker D.Hofmann leistete mit der Konstruktion und Aufstellung des Neutronen-Choppers einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit.

Herr Diplomphysiker P.Müller stellte das Rechenprogramm für die Analyse der Neutronenspektren auf der Rechenmaschine IBM 7090 auf.

Beim Umbau und der Wiederinbetriebnahme des Neutronen-Choppers unterstützte mich Herr Ingenieur J.Möschter.

Frau I.Zanger half mir bei der Auswertung der umfangreichen Meßdaten.

Die Reaktor-Betriebsgruppe ermöglichte durch zuverlässigen Reaktorbetrieb die Ausführung der Messungen.

Ihnen allen sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

Literaturverzeichnis

1. C.H.Westcott, Effective Cross Section Values for well-moderated thermal Reactor Spectra. AECL-1101. (1960)
2. E.Johansson und E.Jonsson, Nucl.Sci.Eng. 13.264.(1962) .
3. H.J.Hay, B.C.G.Haywood und J.C.Lisle, The Neutron-beam Spectrum from the 6H DIDO Hole. Proc. of the Symp. on Pile Neutron Physics, Wien 1960 .
4. Proceedings of the Brookhaven Conf. on Neutron Thermalization, BNL 719 (1962) .
5. E.Lohrmann, M.Müllner und E.Rössle, Measurement of the Core Neutron Spectrum of the homogeneous L-54 type FRF Reactor using nuclear Emulsions. Proc. of the Symp. on Pile Neutron Physics, Wien 1960.
6. M.Müllner, E.Rössle und E.Schopper, Measurement of the Neutron Spectrum of a centre Beam of the homogeneous L-54 type Reactor using a Low-pressure Cloud Chamber, Proc. of the Symp. on Pile Neutron Physics, Wien 1960.
7. W.Langbein, Messung von schnellen Neutronenflüssen am FRF mit (n,p)-, (n, α)- und (n,n')-Reaktionen. Diplomarbeit Universität Frankfurt (1963) .
8. K.Stelzer, Thermische und epithermische Neutronenflüsse und Strahlintensitäten am FRF . IKF-1 . (1961) .
9. A.Sugimoto und K.Kakihara, Review of Pile Neutron Research in Physics at the Japan Atomic Energy Research Institute . Proc. of the Symp. on Pile Neutron Physics, Wien 1960 .
10. Y.Ohno, T.Asami und K.Okamoto, The JAERI Neutron Crystal Spectrometer. Proc.of the Symp.on Pile Neutr. Phys. Wien 1960 .
11. R.S.Stone und R.E.Slovacek, Reactor Spectrum Measurements using a Neutron Time-of-Flight Spectrometer, KAPL-1499.(1956).
12. V.S.Mostovoy, V.S.Dikarev, M.B.Egiasarov und Yu.S.Saltykov, Measurement of Neutron Spectra in U - H₂O - Lattices. Progr. in Nucl. Energy, Vol.3. London 1959 .
13. E.Johansson, E.Lampa und N.G.Sjöstrand, Ark.Fysik 18.513.1960.

14. K.F.Alexander, A.Andreeff und T.Kampf,
Kernenergie 3.1144.(1960) .
15. M.S.Coates und D.B.Gayther, Time of Flight Measurements of
Neutron Spectra in a Graphite Uranium Lattice at different
Temperatures. AERE-R 3829 . (1961) .
16. F.R.Barclay, M.S.Coates, K.M.Diment, S.A.Durrani, D.B.Gayther
M.J.Poole und D.L.Reed, Time of Flight Neutron Spectra
Measurements in Zenith. AEEW - R 89 . (1962) .
17. D.Hofmann, Über den Bau eines mechanischen Laufzeitspektro-
meters für Transmissionsmessungen mit epithermischen Neutro-
nen. Diplomarbeit Universität Frankfurt am Main. (1962) .
18. H.Guillon, J.Phys. et Radium 19.100.(1958) .
19. H.Guillon und A.Kadjar, Onde electr. 38.641.(1958) .
20. D.R.de Boisblanc und K.A.Mc Collom, MTR Time-of-Flight
Instrumentation, IDO 16159 (1954) .
21. D.J.Hughes und R.B.Schwartz, Neutron Cross Sections ,
BNL 325 (1958) und Suppl.Nr.1 (1960) .
22. E.G.Joki, J.E.Evans und R.R.Smith, Nucl.Sci.Eng.11.298.1961.
23. S.Glasstone und M.C.Edlund, The Elements of Nuclear Reactor
Theory. Princeton 1957 .
24. Reactor Physics Constants . ANL 5900 . (1963) .
25. L.Dresner, Resonance Absorption in Nuclear Reactors.
Oxford 1960.
26. J.Chernick und R.Vernon, Nucl.Sci.Eng. 4.649. (1958) .
27. K.T.Spinney, J.Nucl.Energy 6.53. (1957) .
28. R.R.Coveyou und J.G.Sullivan, Calculation of Neutron Ages
in Various Media . ORNL 2609 . (1958) .
29. K.Wirtz und K.H.Beckurts, Elementare Neutronenphysik,
Berlin 1958 .
30. K.Stelzer, Bestimmung der Reaktorleistung und Kalibrierung
der Leistungsmesskanäle des FRP. IKP-IB 5 . (1961) .
31. K.Waßeroth, private Mitteilung (1963) .
32. T.Springer, Nukleonik 2.144. (1960) .

33. J.C.Young, G.D.Trimble, Y.D.Naliboff, D.H.Houston und J.R.Beyster, Nucl.Sci.Eng. 18.376. (1964) .
34. R.A.Bennett, Neutron Rethermalization in Graphite and Water. Proc. of the Brookhaven Conf. on Neutron Thermalization. BNL 719, Vol.III. (1962) .

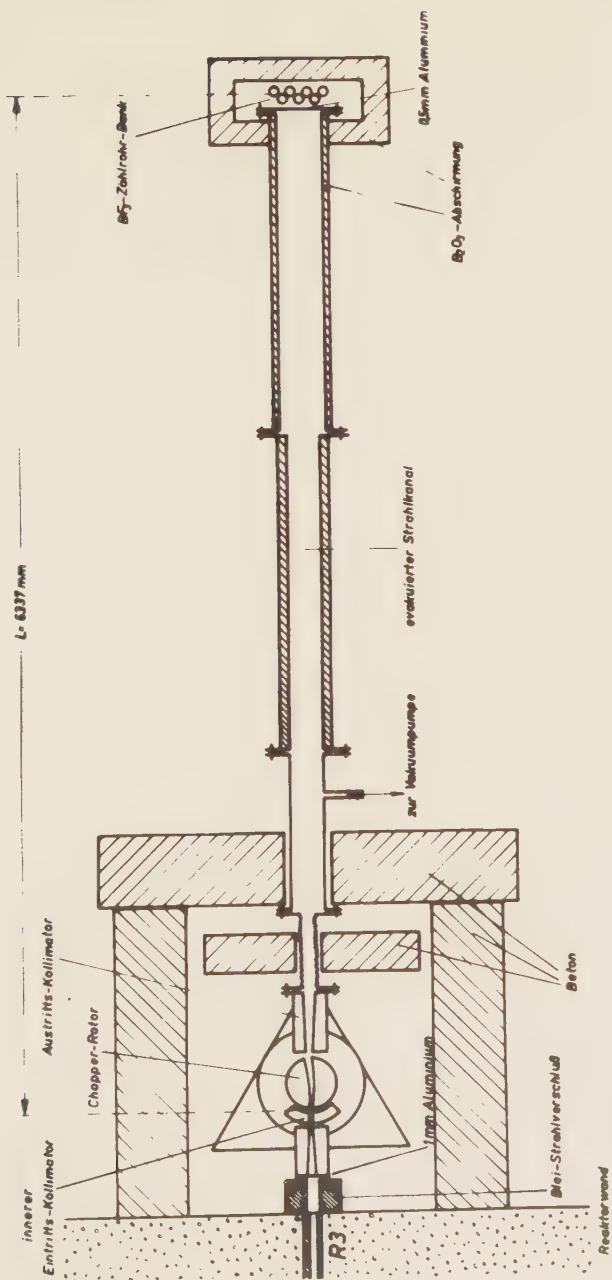


Abbildung 1. Neutronenchopper und Flugkanal

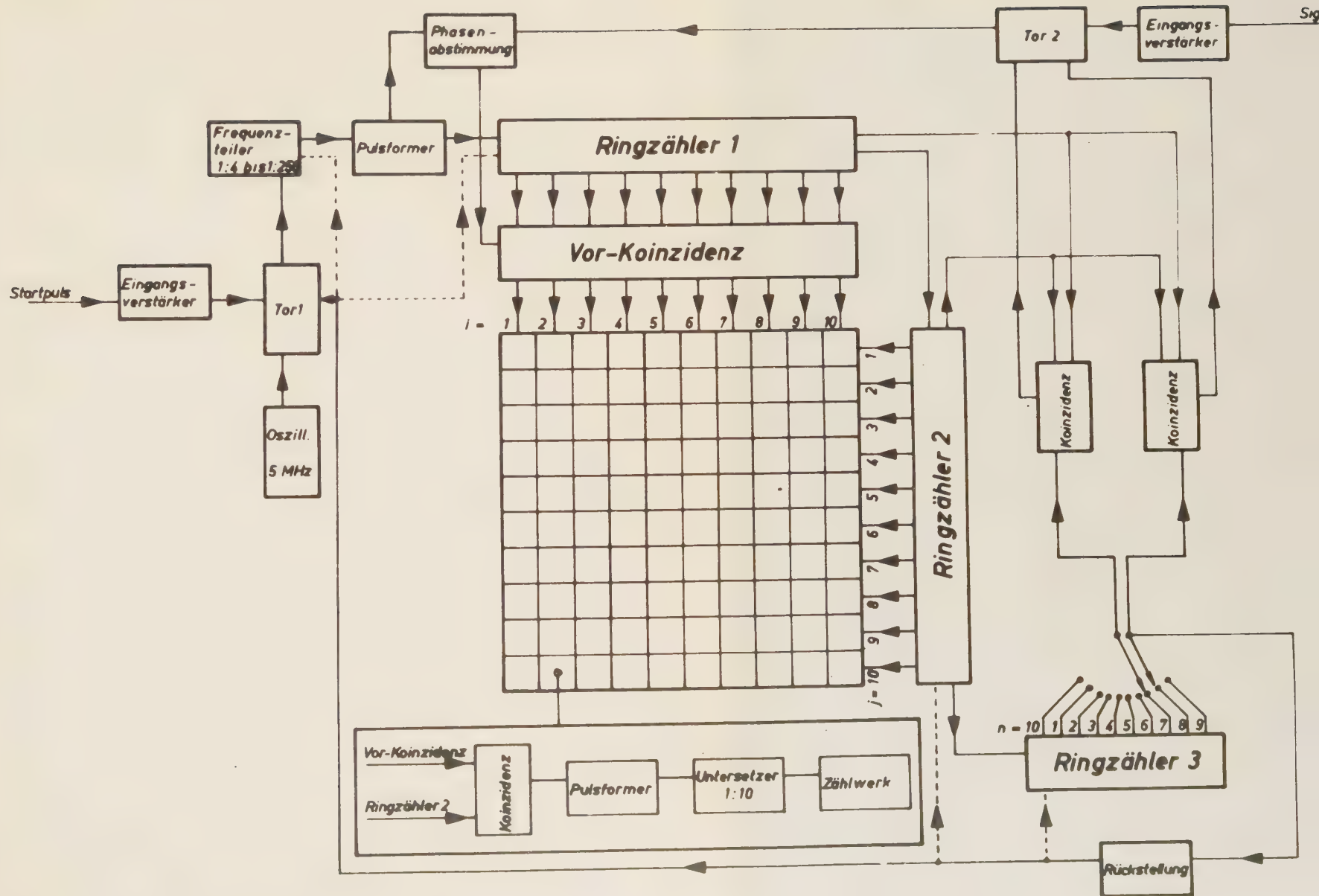
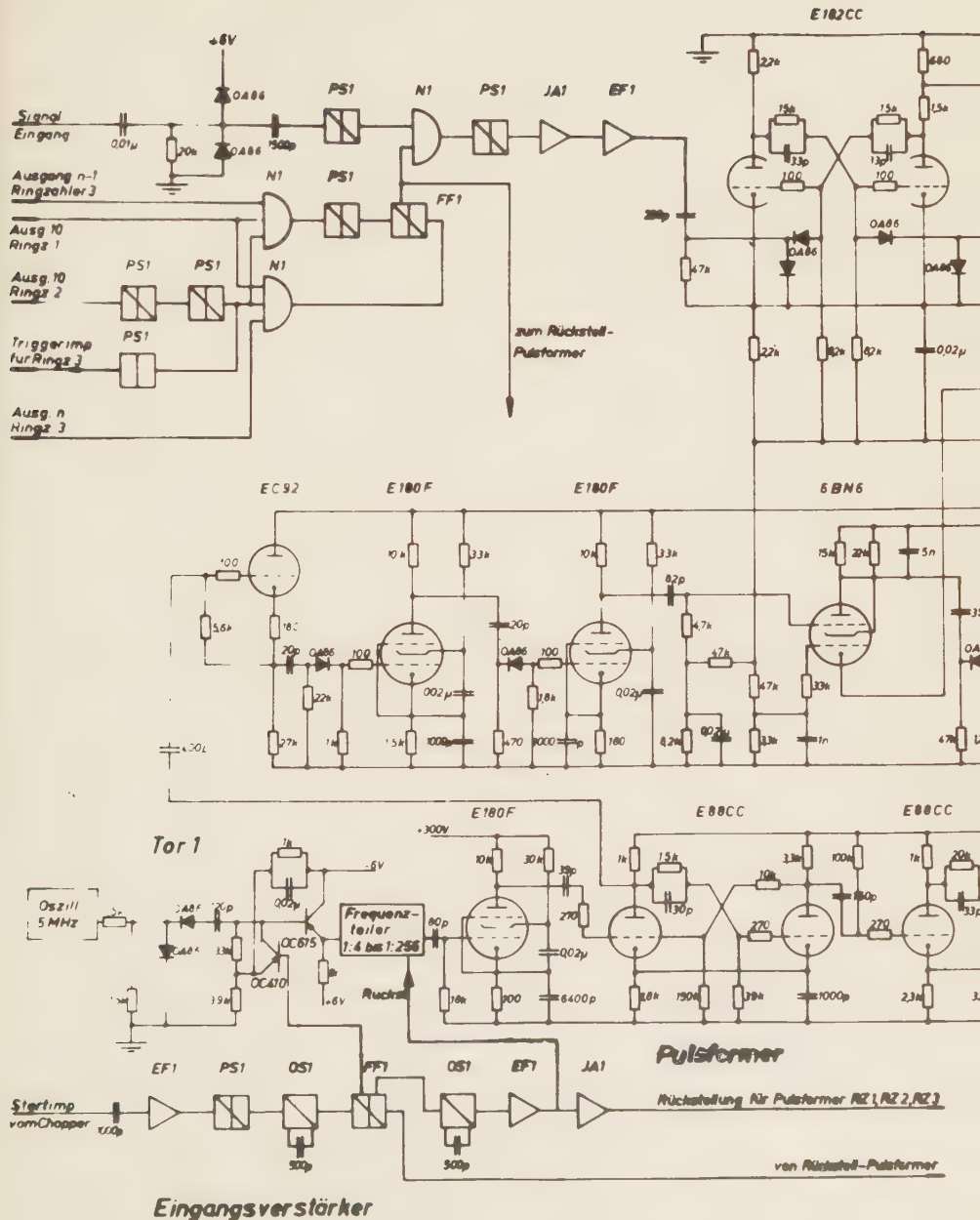


Abbildung 2. Blockschaltbild des Flugzeitanalysators

Tor 2



E102CC

Phasenabstimmung

4150V

-150V

E100F

E100F

E102CC

EC92

+300V

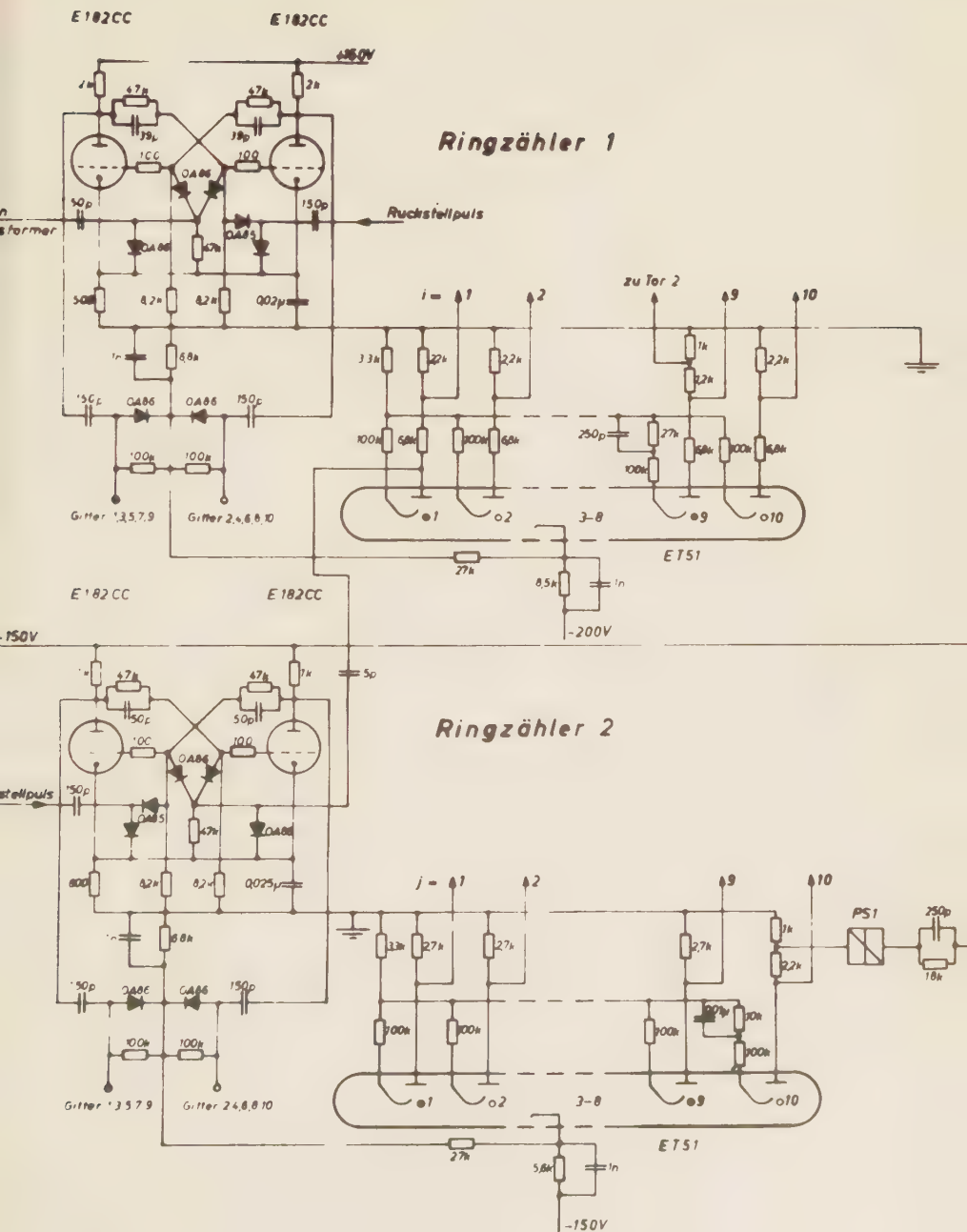
+150V

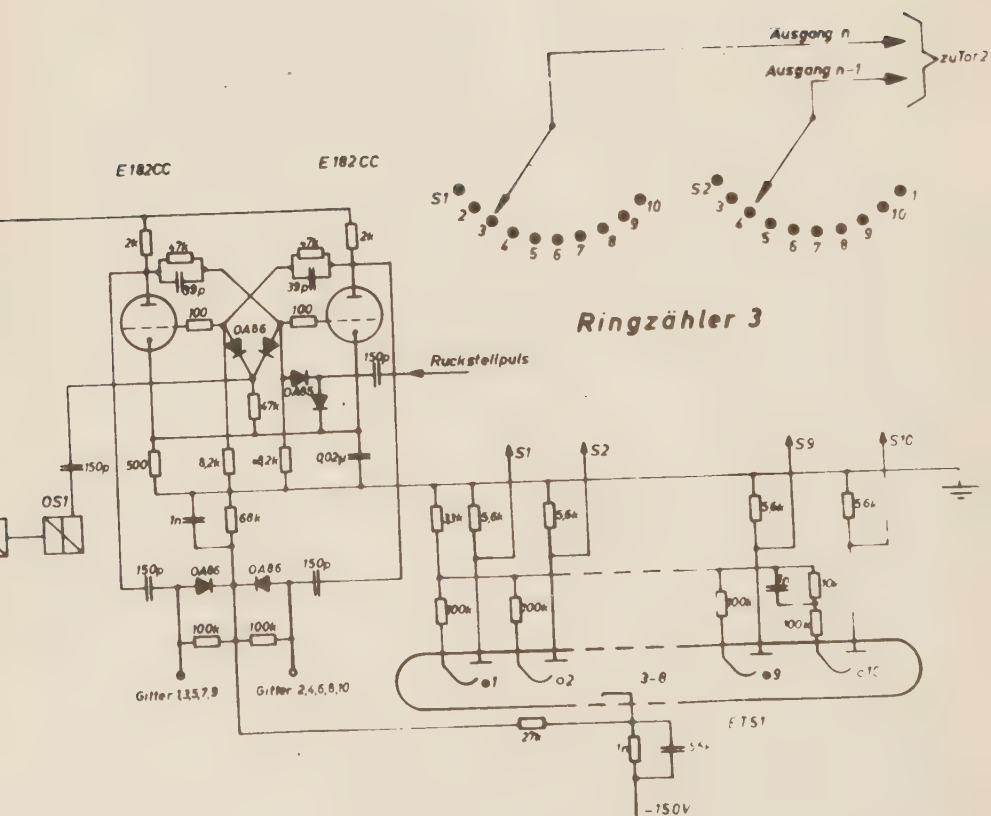
Zur 100 -
Kontakte

E00CC

4150V

an 6.71





der Ringzähler

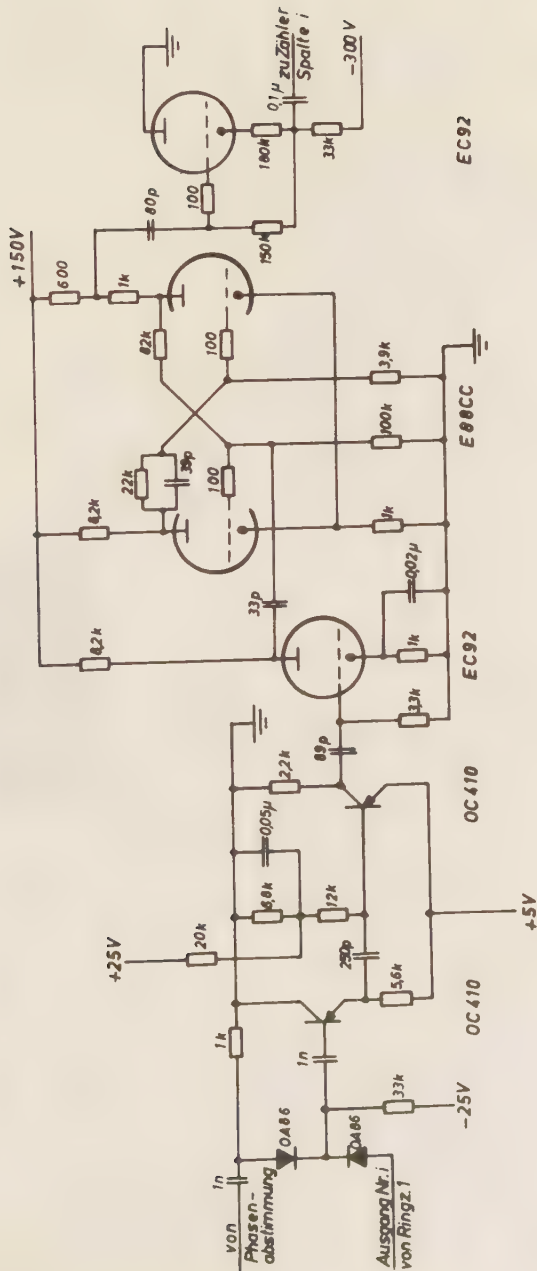


Abbildung 5. Schaltung der Vor-Koinzidenzstufen

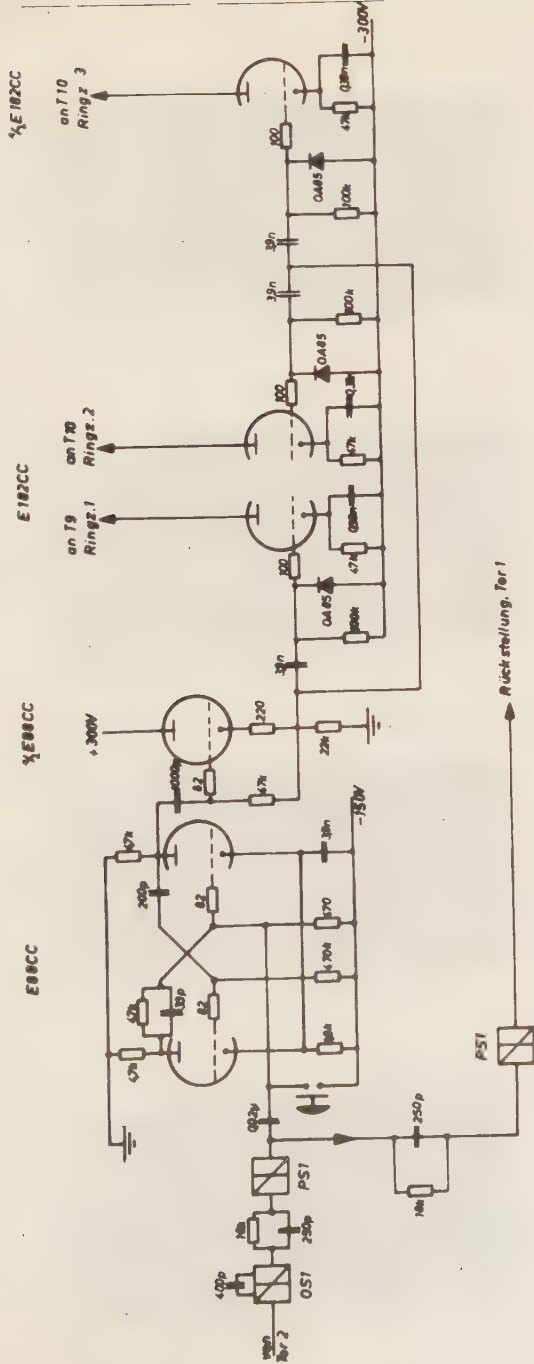
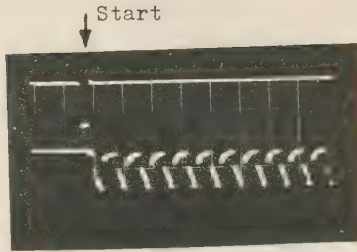


Abbildung 7. Schaltung der Rückstell-Pulsformer

Abbildung 8

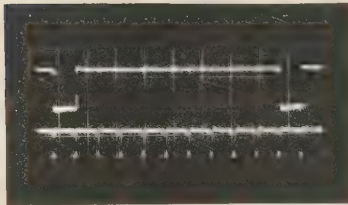


1 Einh. = 1 μ s

Öffnungsimpuls
für Tor 1

Ausgang des Frequenz-
teilers. $\tau = 0.8$ us

Abbildung 9

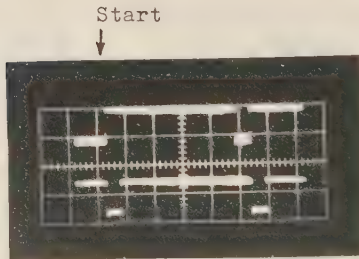


1 Einh. = 8 μ s

Ringzähler 1, Ausgang
Nr.10

Ausgang des Frequenz-
teilers. $\tau = 6.4$ μ s

Abbildung 10

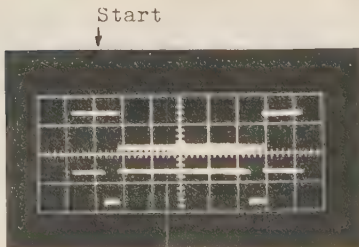


1 Einh. = 50 μ s

Ringzähler 1, Ausgang
Nr.9

Ringzähler 1, Ausgang
Nr.10. $\tau = 25.6$ μ s

Abbildung 11

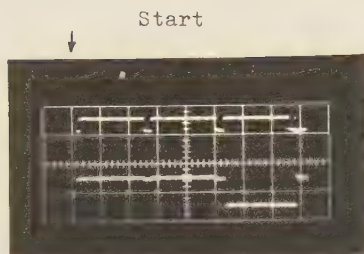


1 Einh. = 50 μ s

Ringzähler 2, Ausgang
Nr.1

Ringzähler 1, Ausgang
Nr.10 . $\tau = 25.6$ us

Abbildung 12

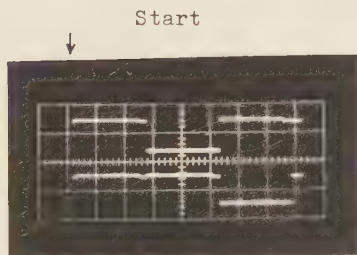


1 Einh. = 1 ms

Ringzähler 2, Ausgang
Nr. 10

Ringzähler Nr. 3, Aus-
gang Nr. n. $\tau = 25.6 \mu\text{s}$,
Verzögerung 200τ .

Abbildung 13

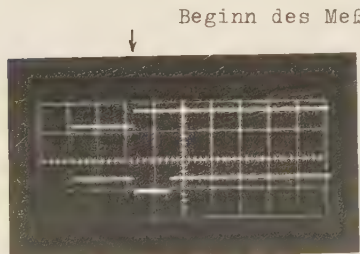


1 Einh. = 1 ms

Ringzähler 3, Ausgang
Nr. n-1

Ringzähler 3, Ausgang
Nr. n. $\tau = 25.6 \mu\text{s}$
Verzögerung 200τ .

Abbildung 14

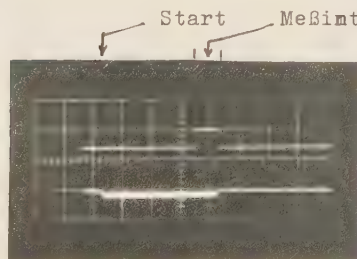


1 Einh. = 20 ms

Tor 2

Ringzähler 1, Ausgang
Nr. 10. $\tau = 25.6 \mu\text{s}$

Abbildung 15



1 Einh. = $100 \mu\text{s}$

Tor 2

Ausgang Frequenzteiler
 $\tau = 0.8 \mu\text{s}$
Verzögerung 400τ .

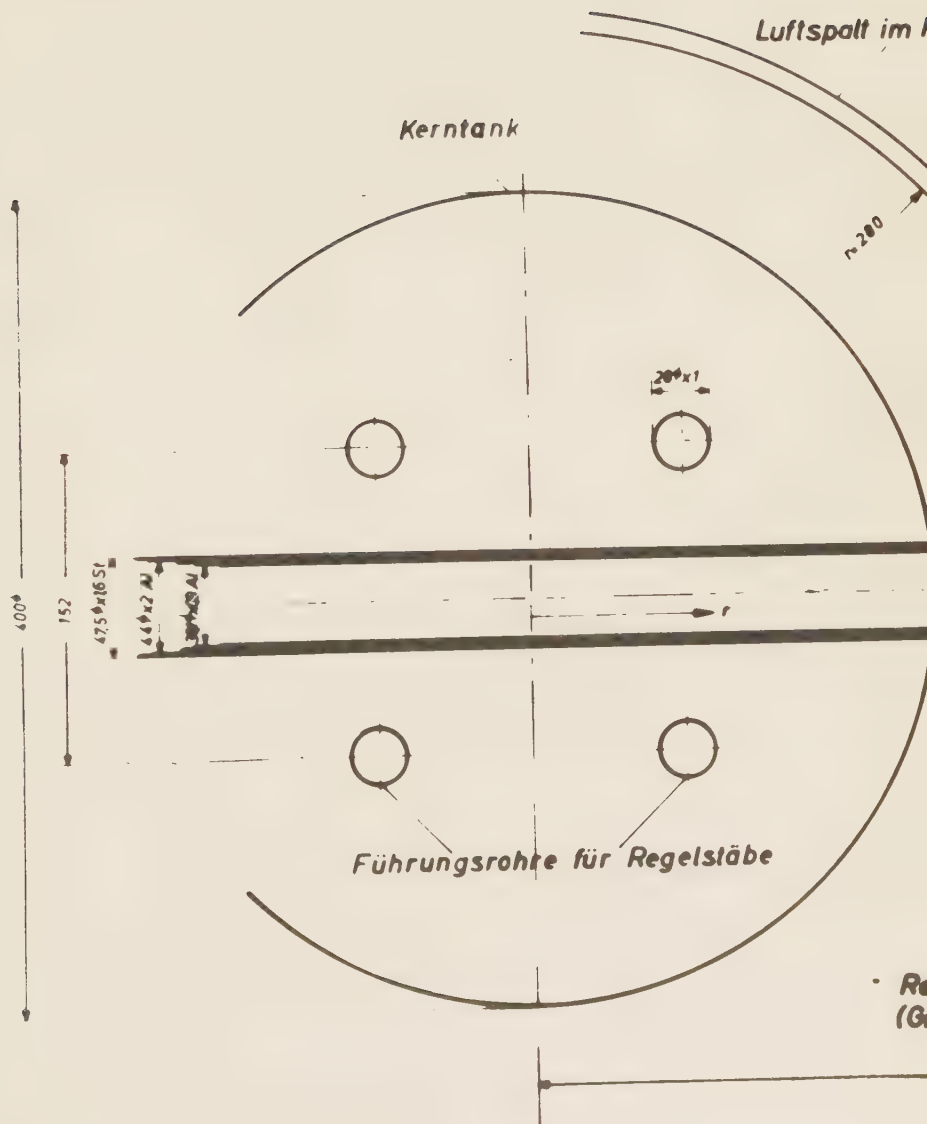
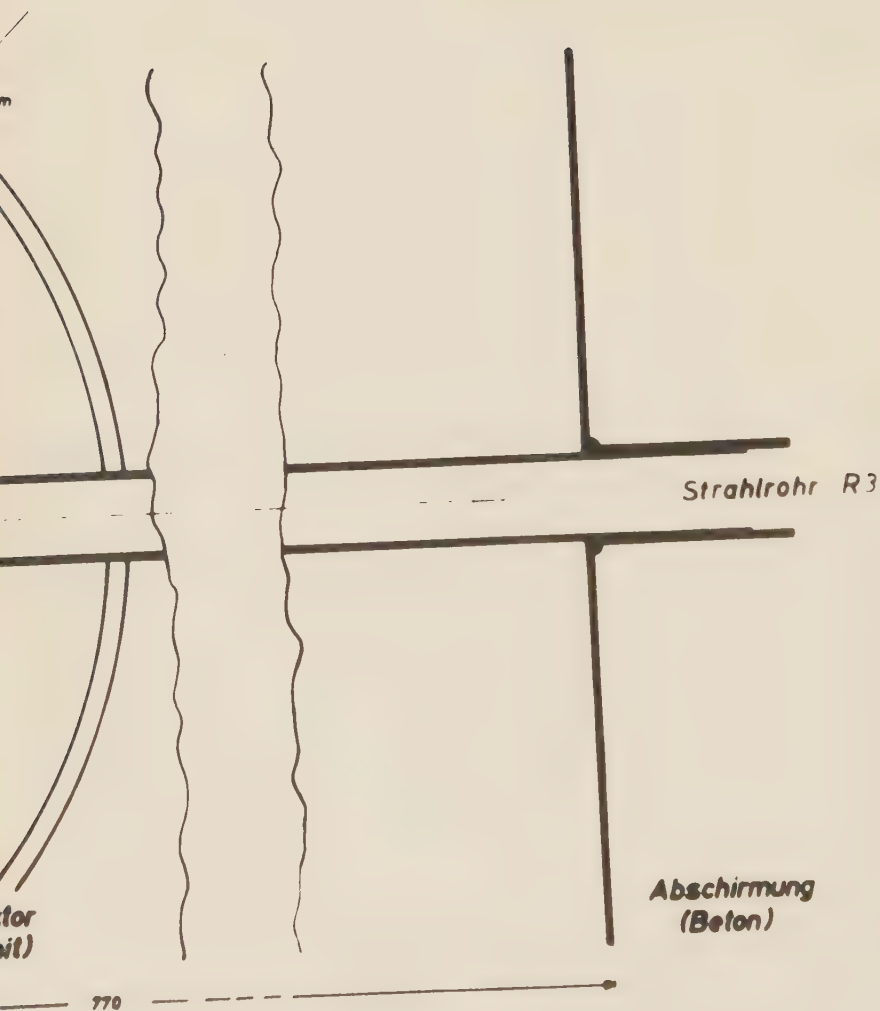


Abbildung 16. Horizontalschnitt

tor



tt durch den Kerntank

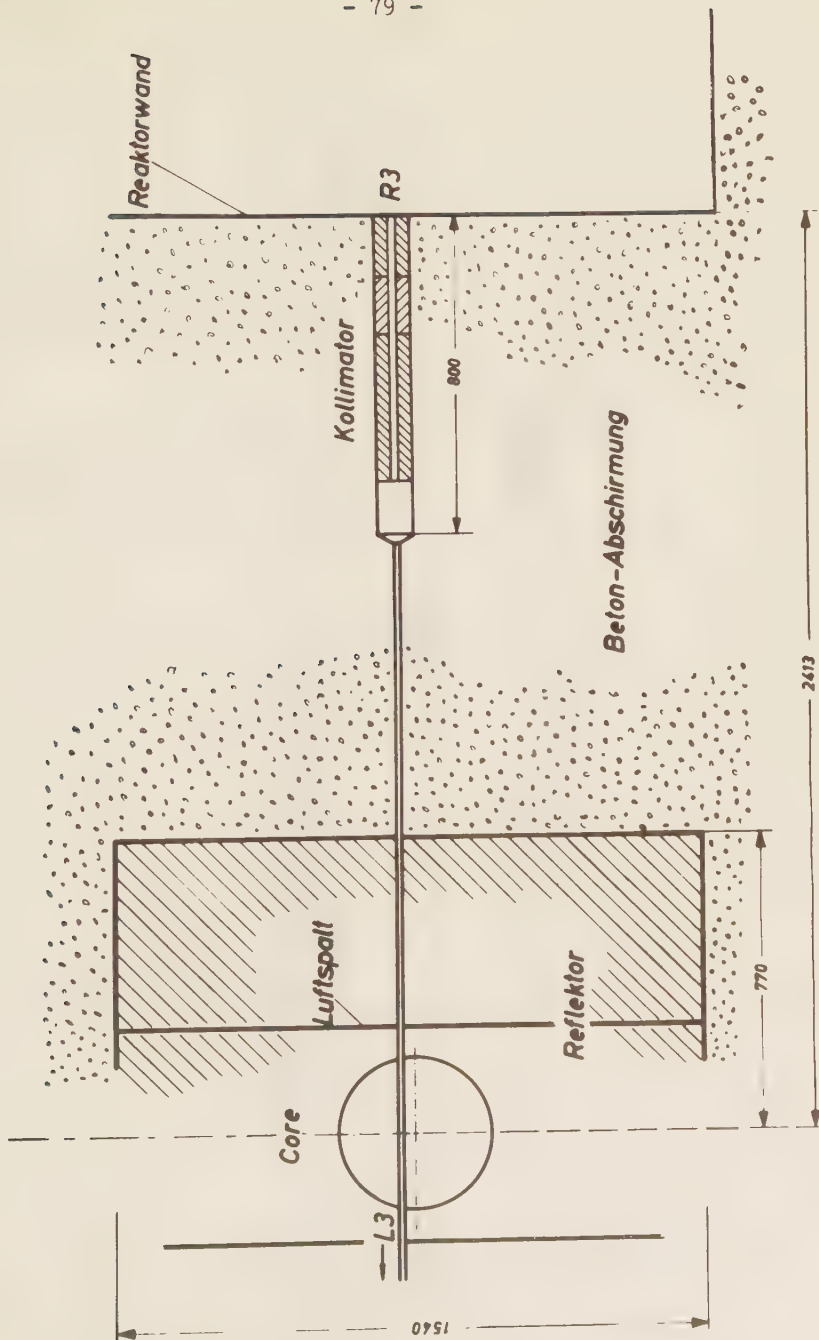


Abbildung 17. Vertikalschnitt durch Reaktor und Reflektor

*Strahlkanal mit Streuer
(im Raumwinkel des Kollimators
liegende Streuerfläche schraffiert)*

Stellung von Stab Nr. 3

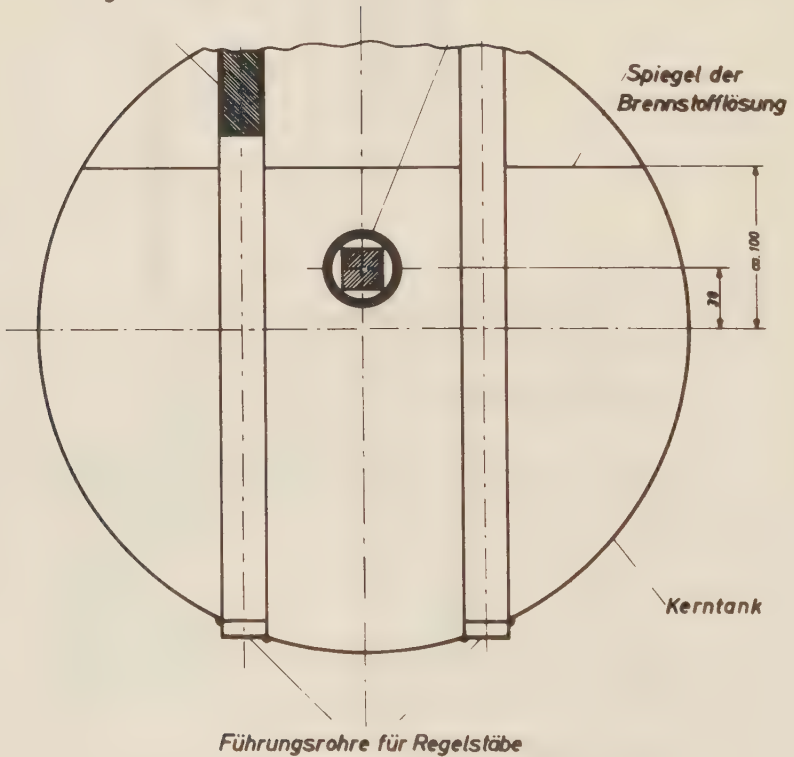


Abbildung 18. Vertikalschnitt durch den Kerntank

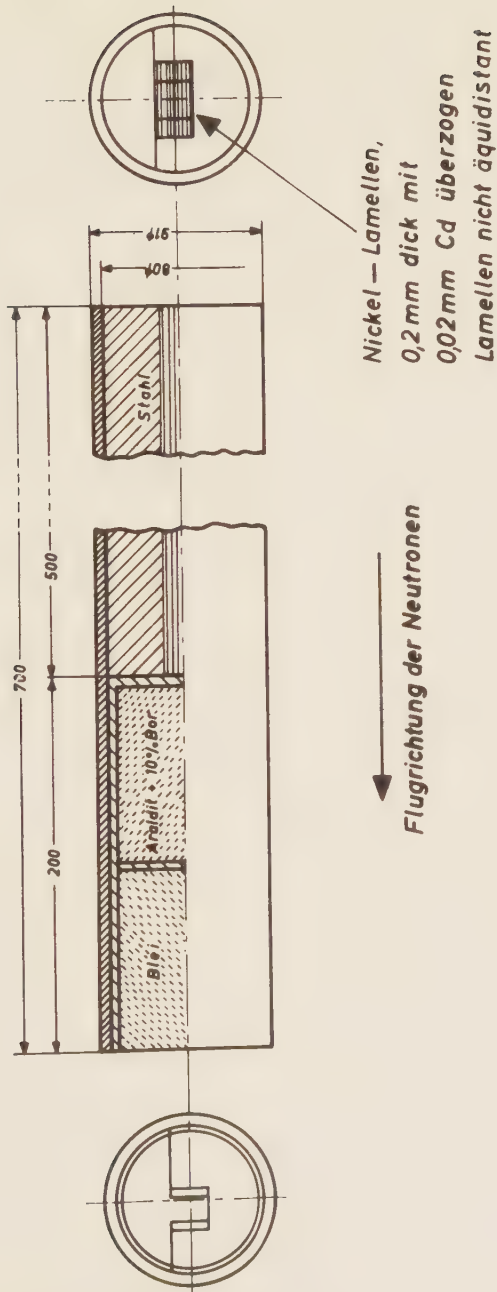


Abbildung 19. Schnittbild des Kollimators

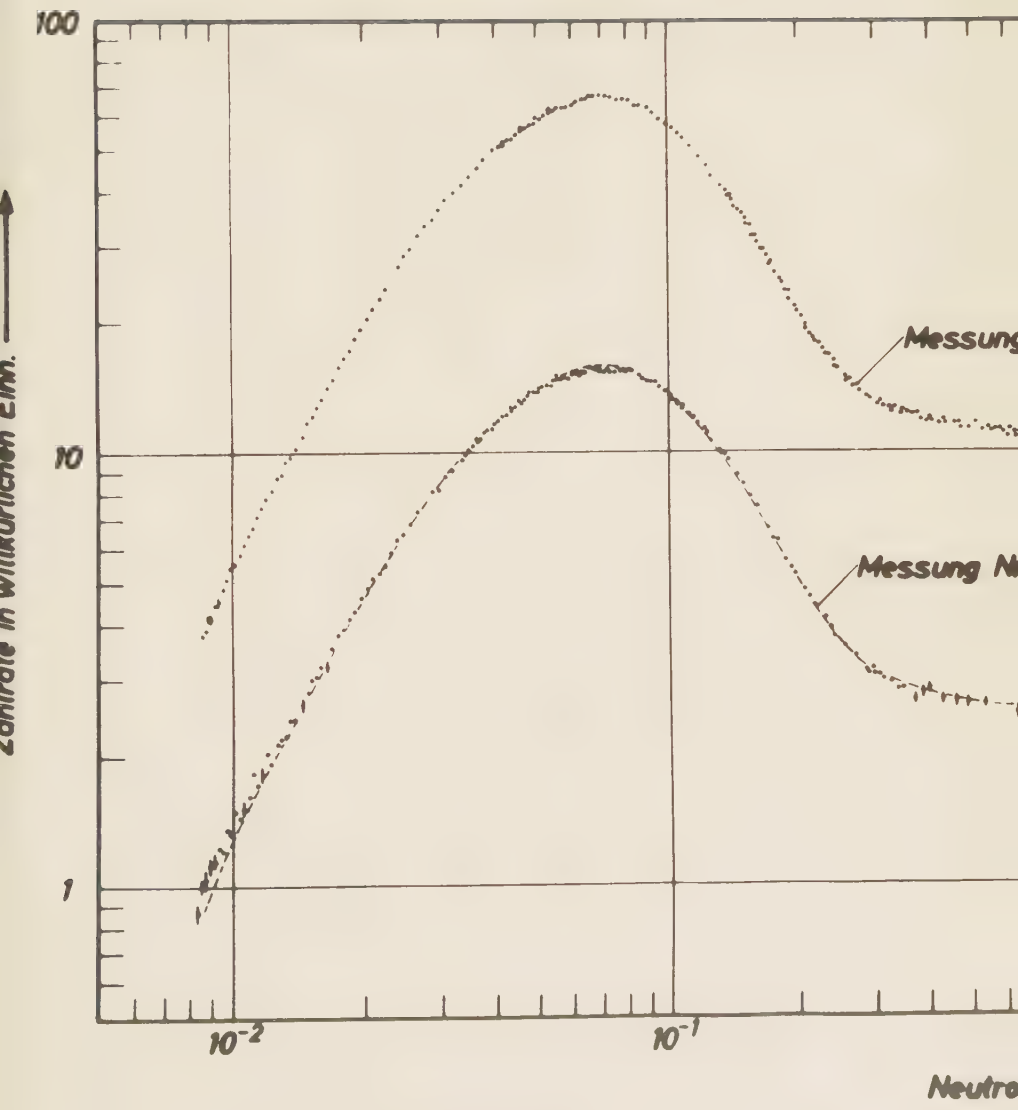
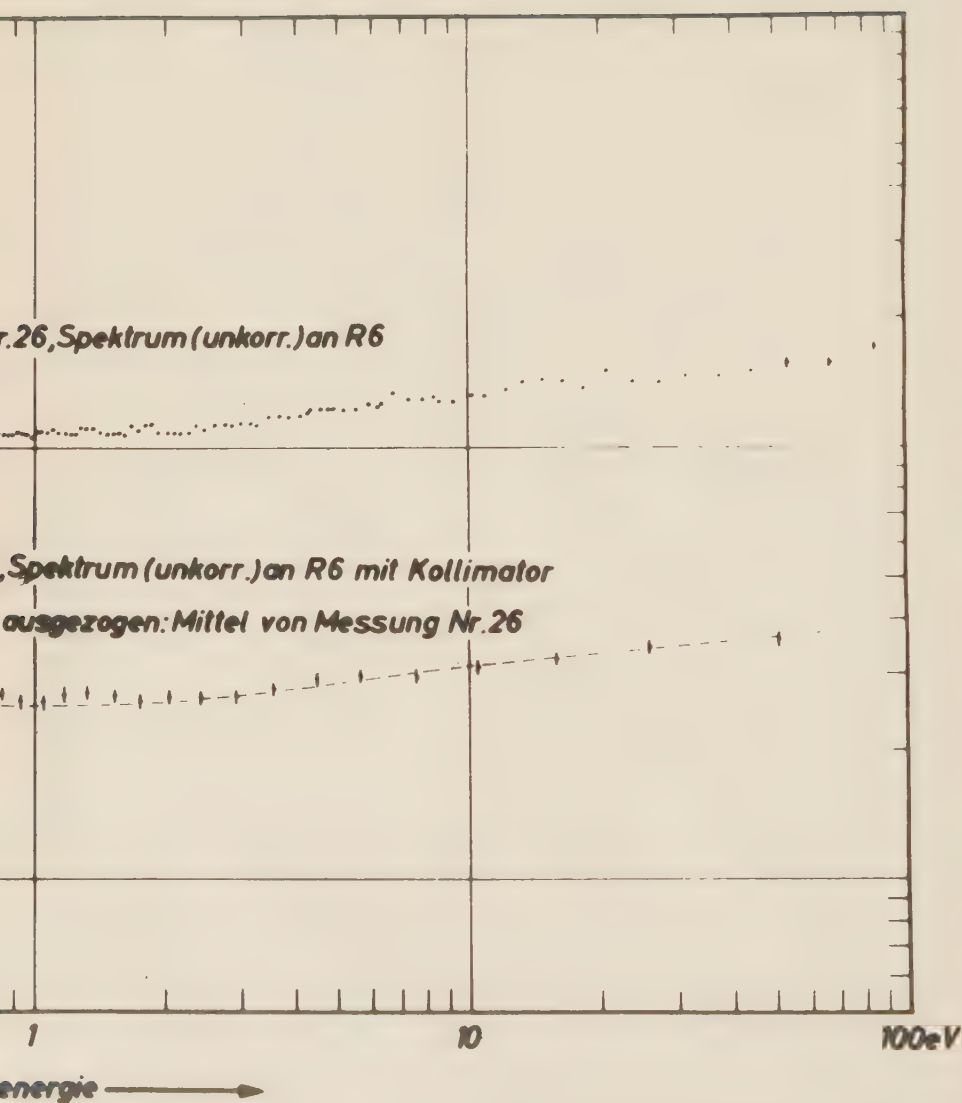


Abbildung 20. Bestimmung der



Transmission des Kollimators

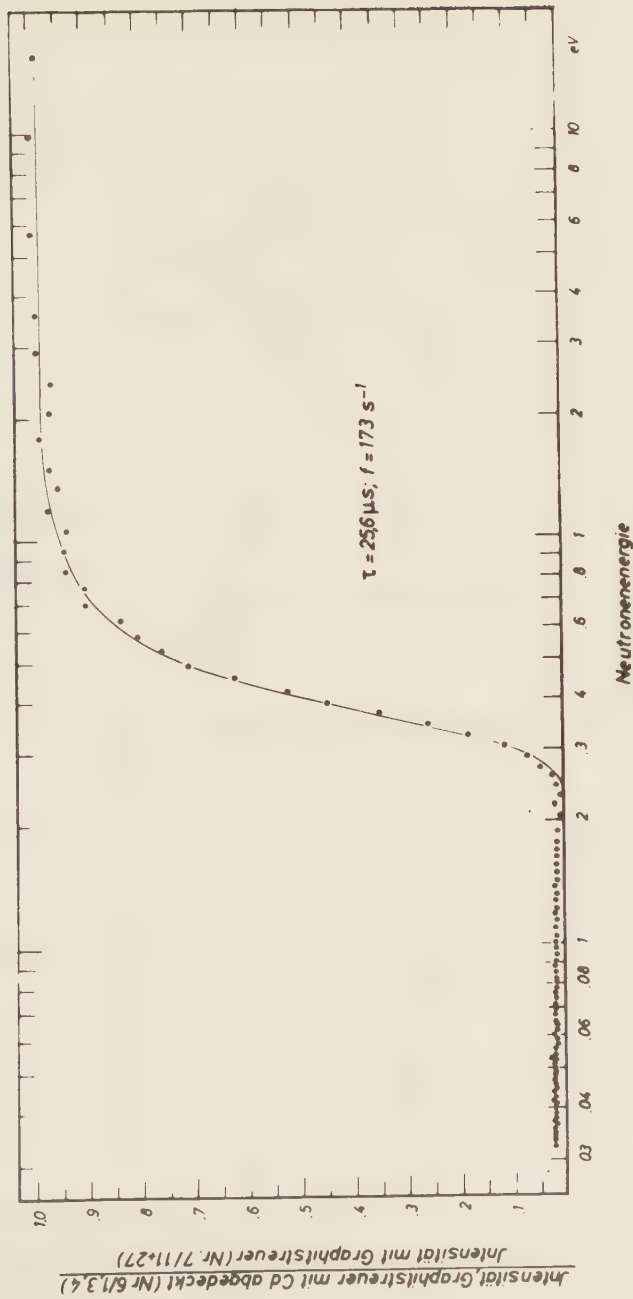
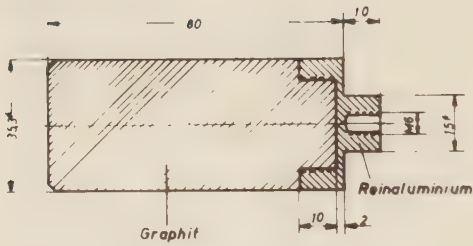
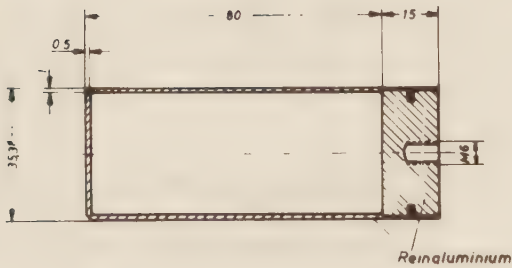


Abbildung 21. Überprüfung der Kollimator-Justierung

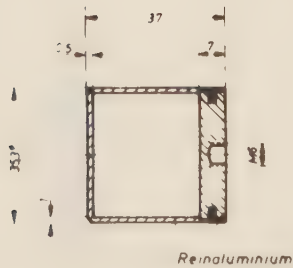


Streuer I



Streuer II (Füllung: Pb)

Streuer III (Füllung: Zr)



Streuer IV (Füllung: Zr)

Abbildung 22. Streukörper für Spektrumsmessungen

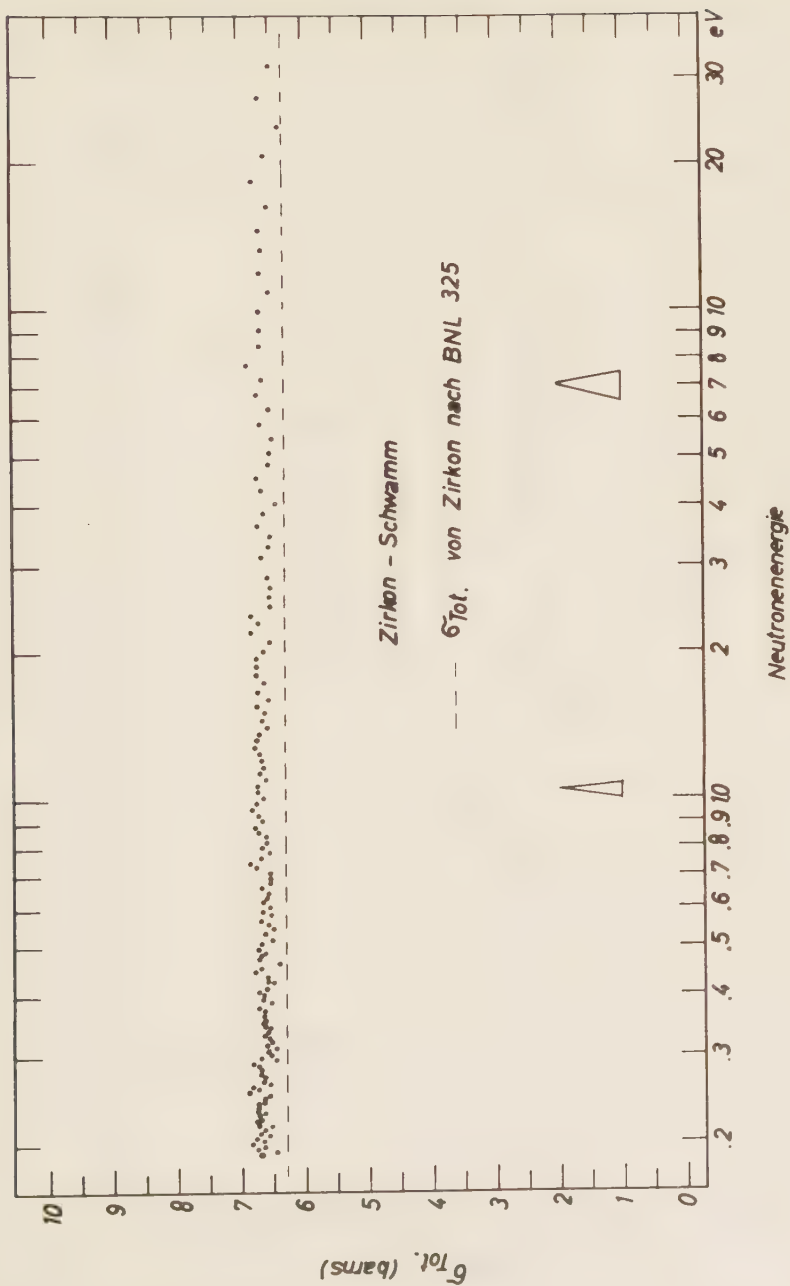


Abbildung 23 a. Wirkungsquerschnitt von Zirkon

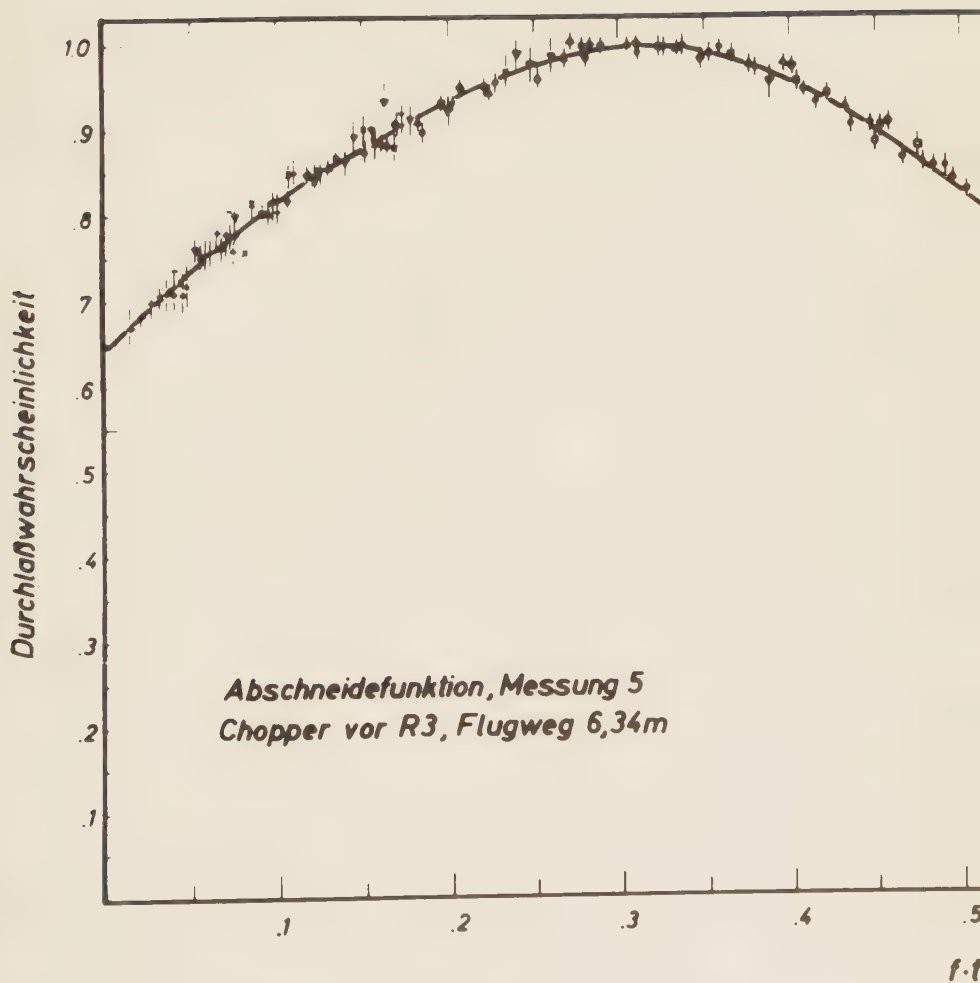
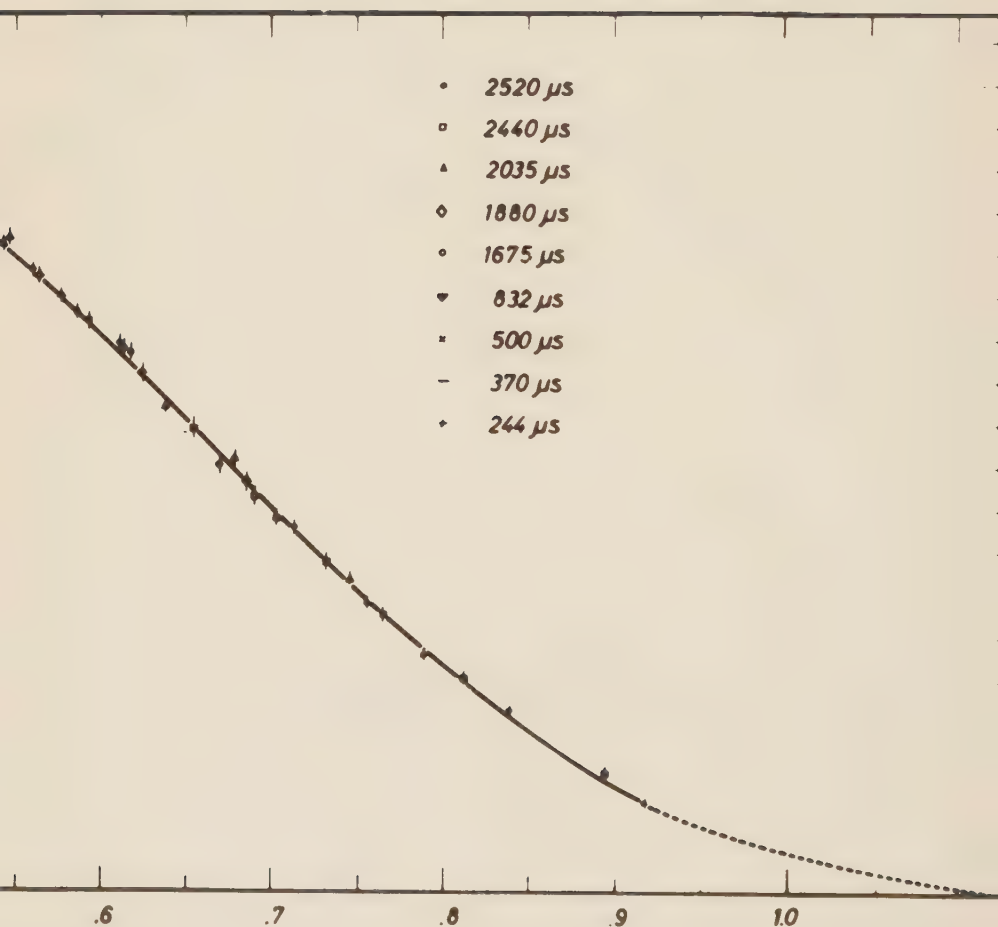


Abbildung 24. Abschneidefunkt



des Choppers

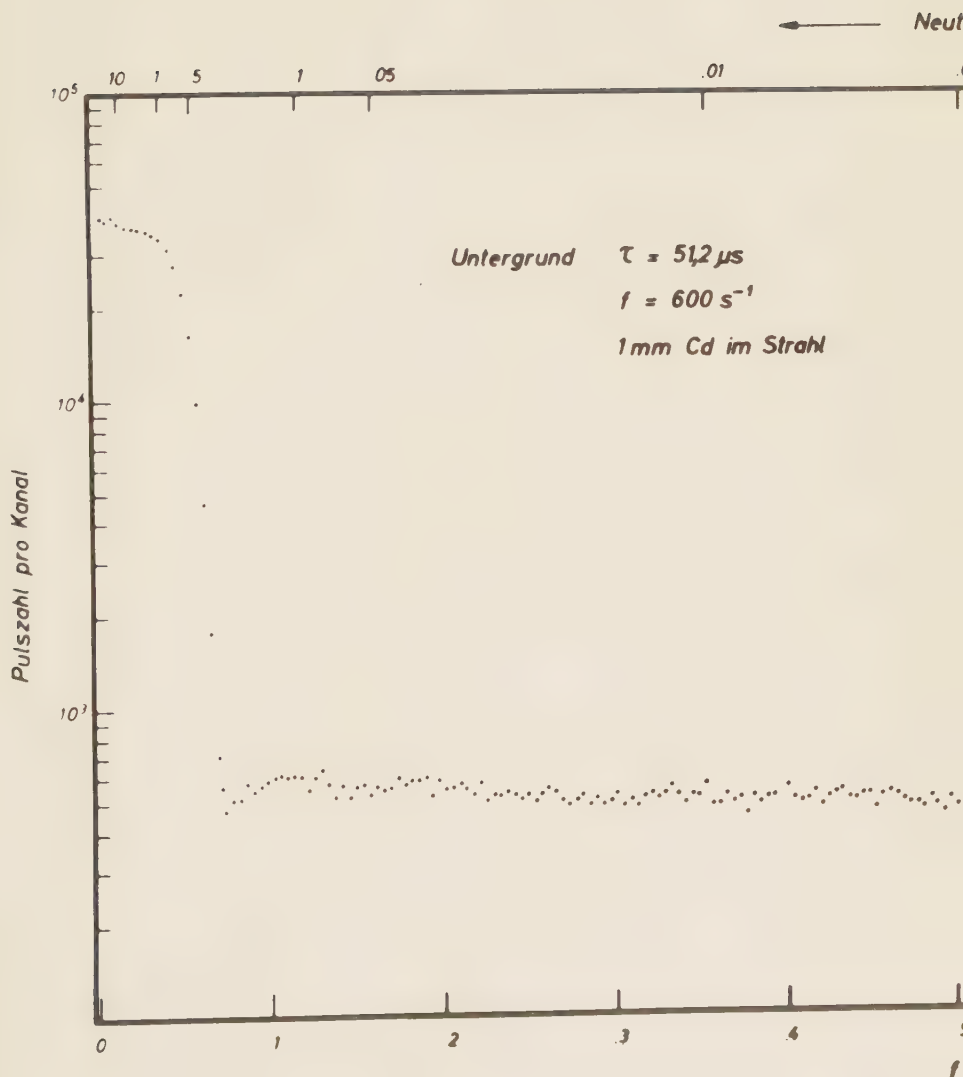
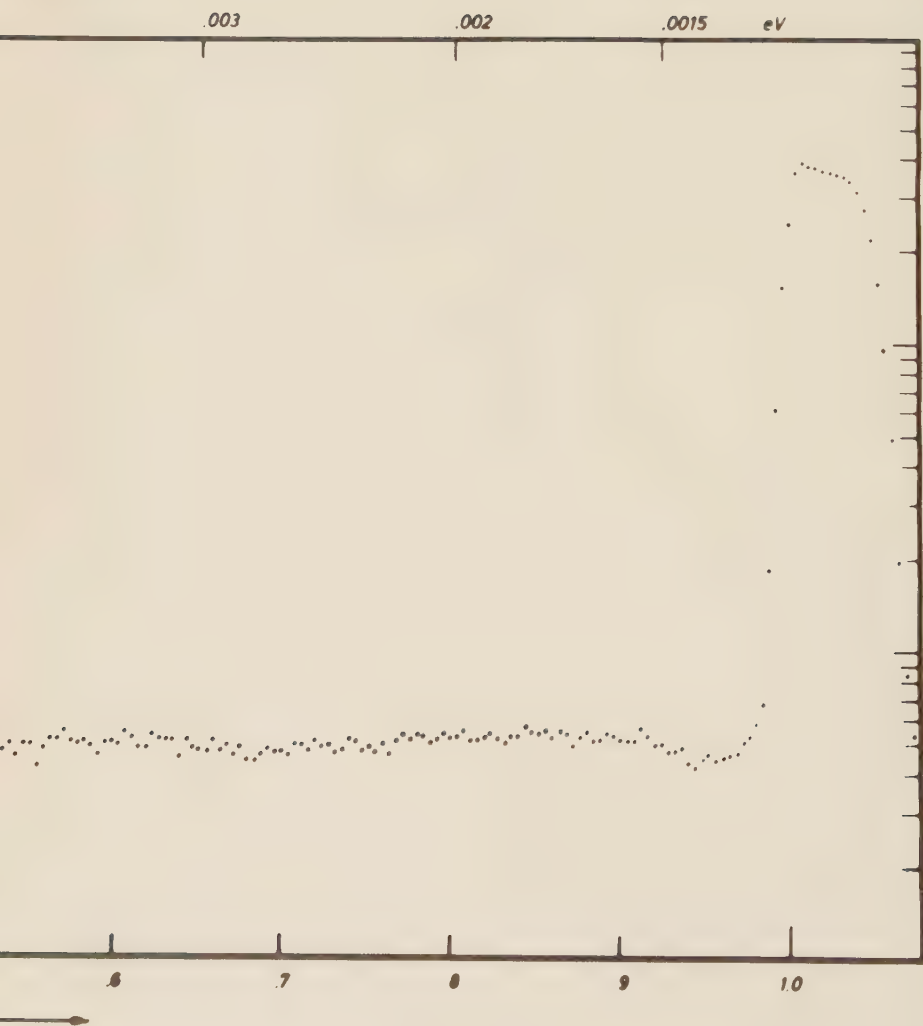


Abbildung 25. Untergrund in A

enenergie



ingigkeit von der Rotorstellung

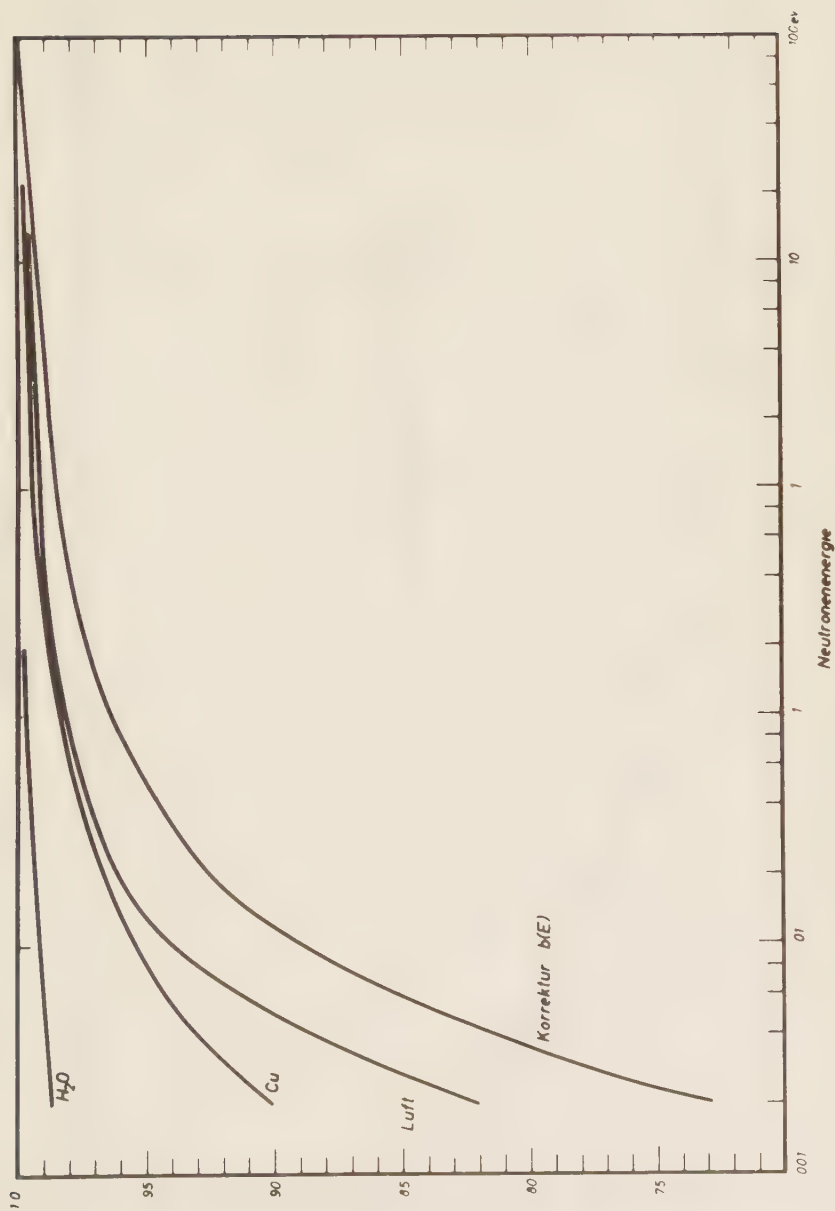


Abbildung 26. Strahlschwächung in Luft und Zählrohrwänden



Abbildung 27. Abweichung der Zählrohrempfindlichkeit vom $E^{-1/2}$ -Verlauf

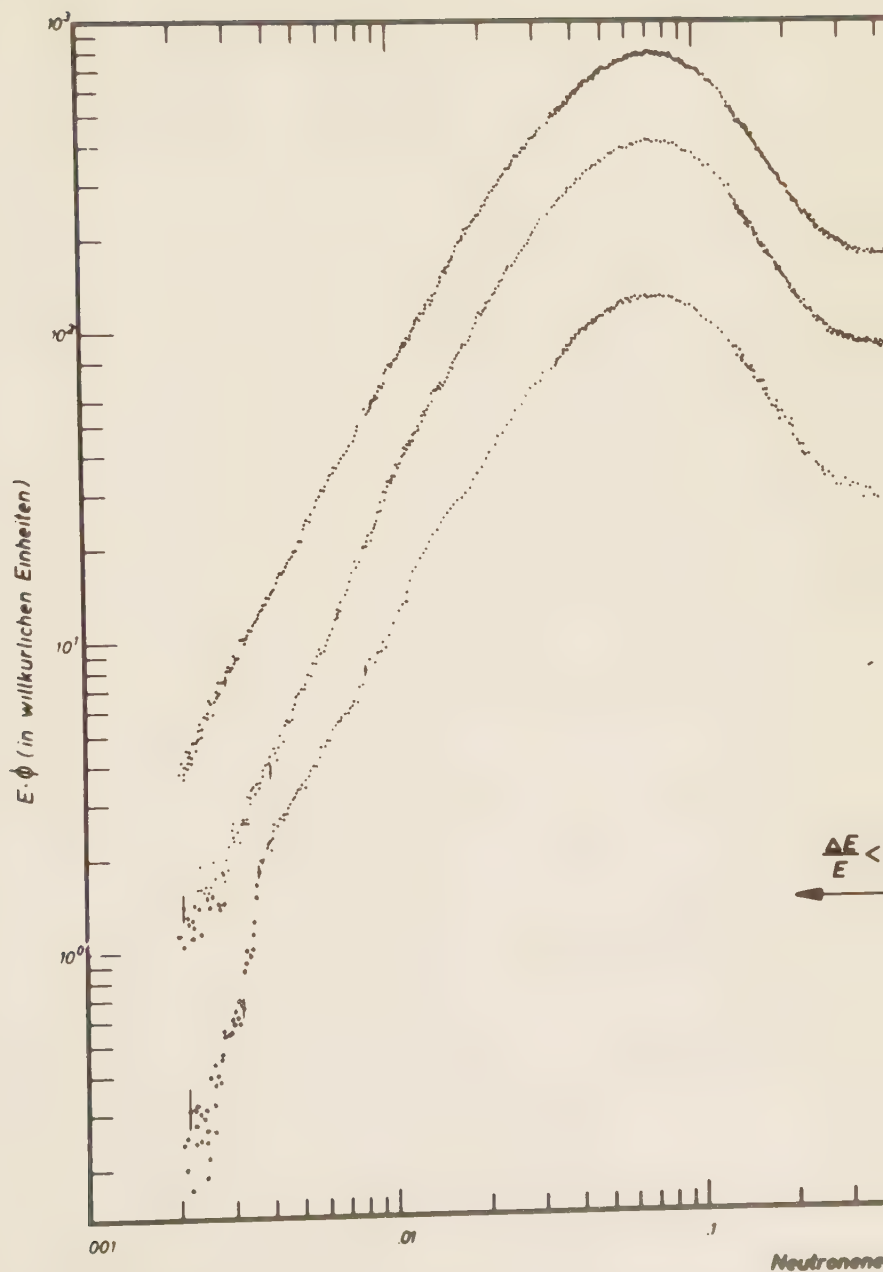
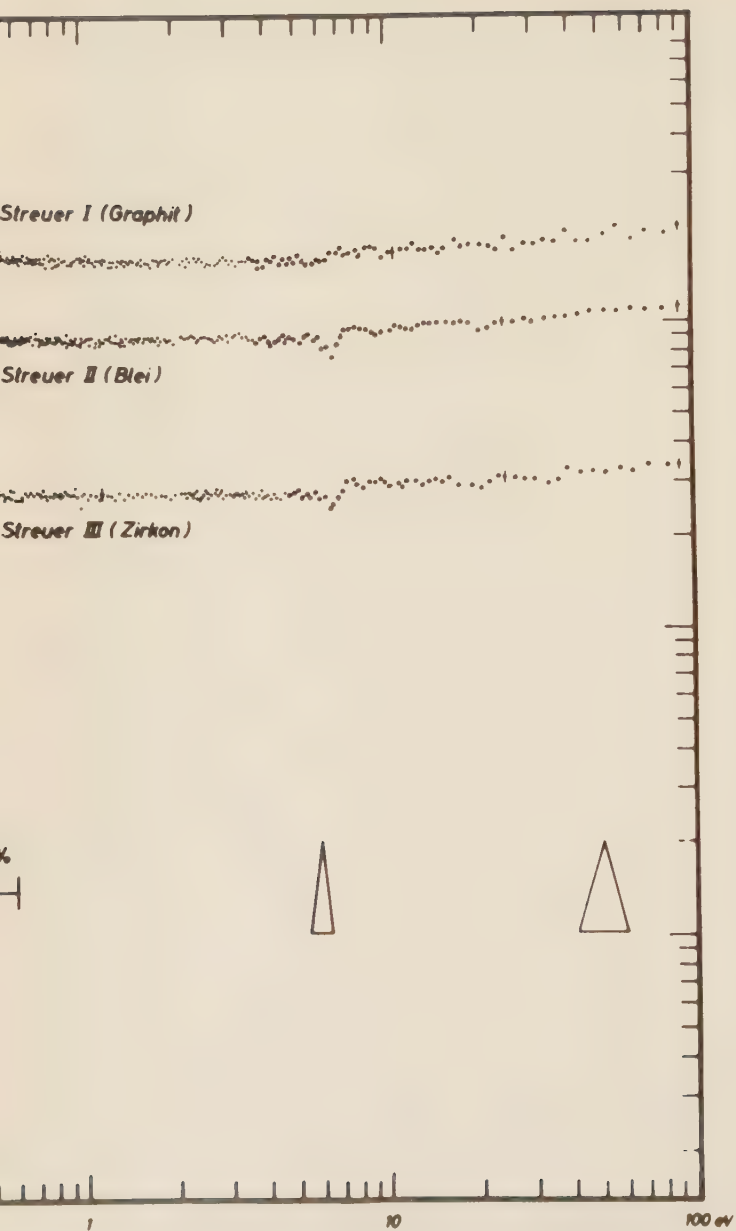


Abbildung 28. Neutronensp



stren im Kerntank

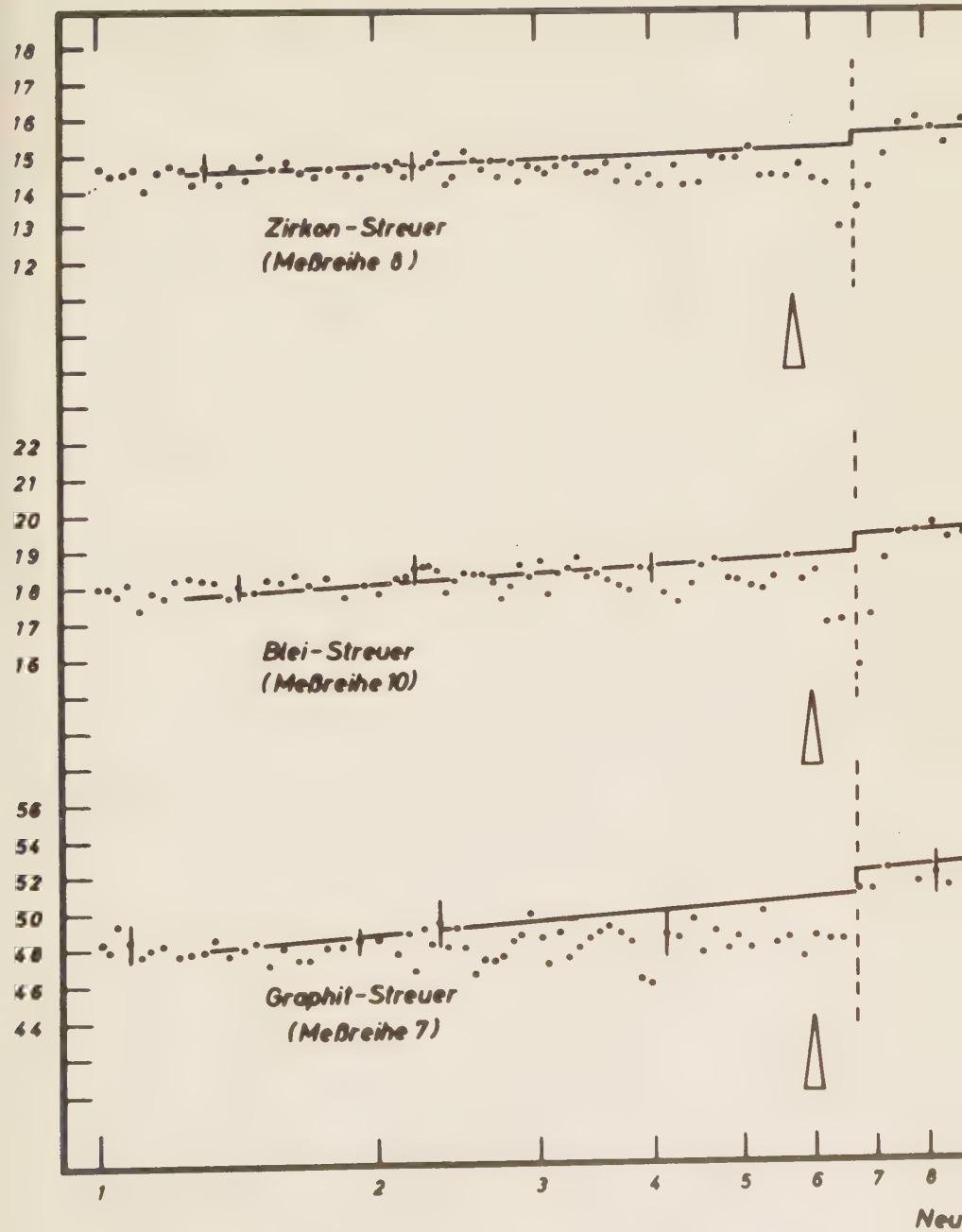


Abbildung 29. Epithermisches Neu



neutronenspektrum im Kerntank

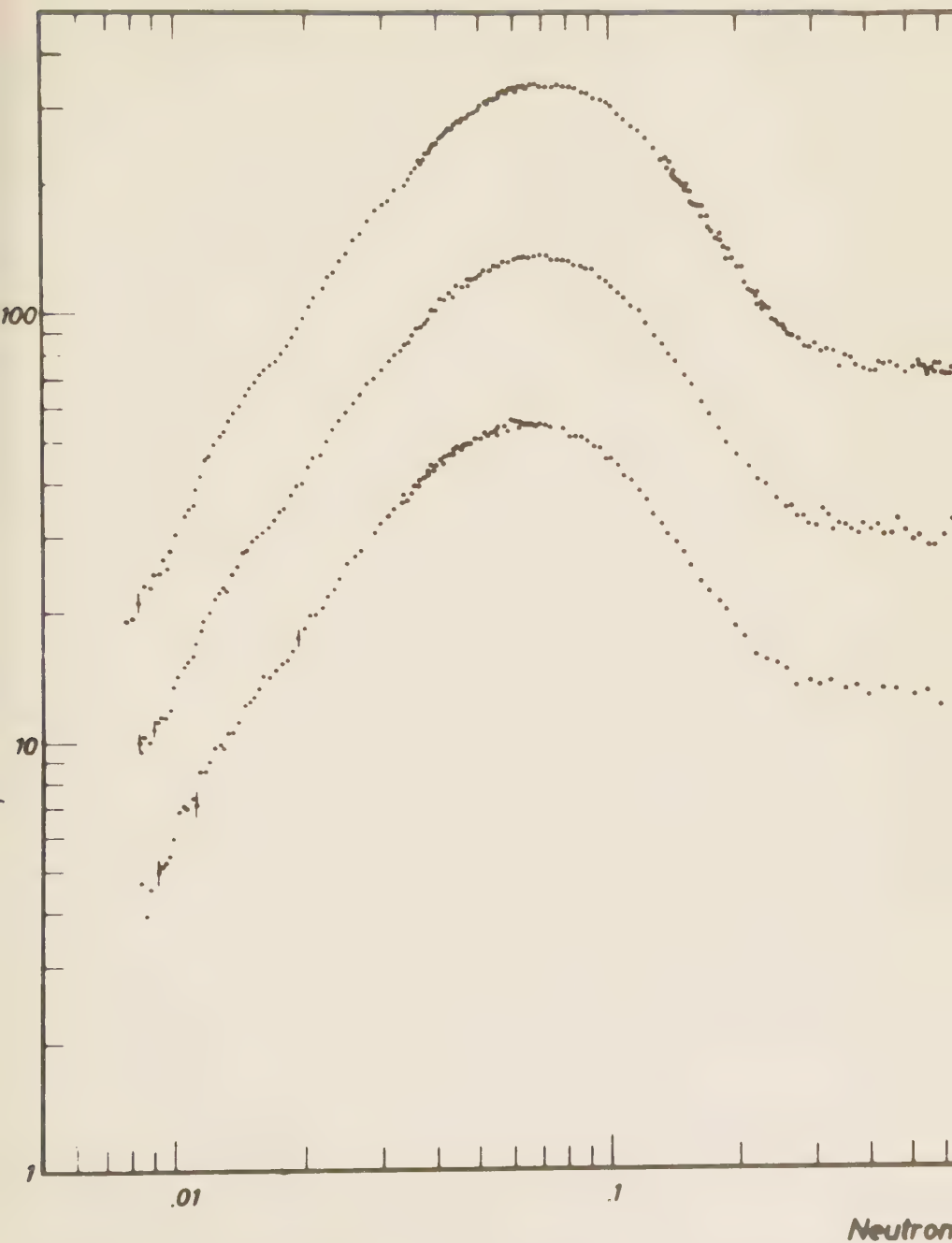
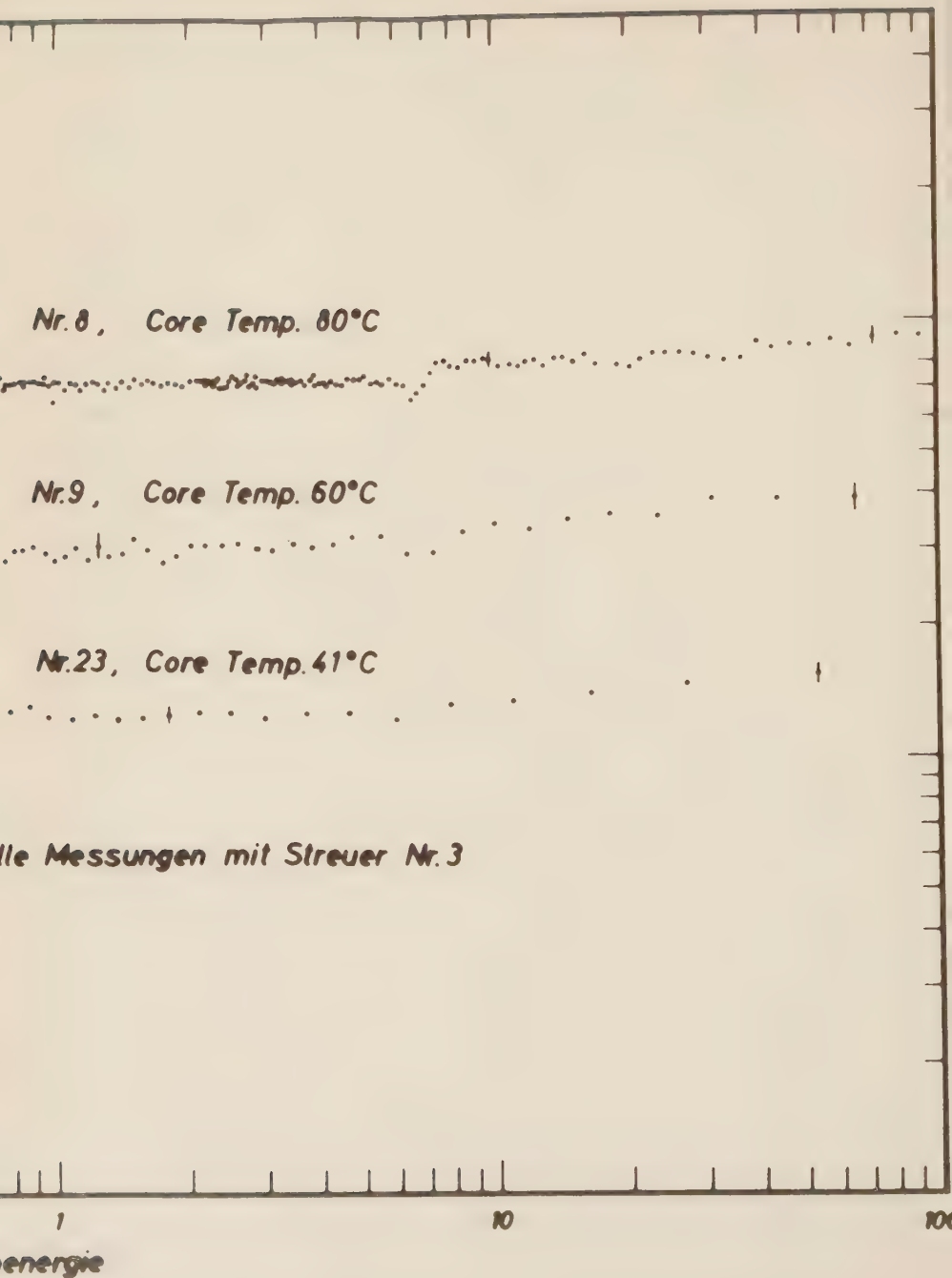


Abbildung 30. Neutron



aspektren im Kerntank

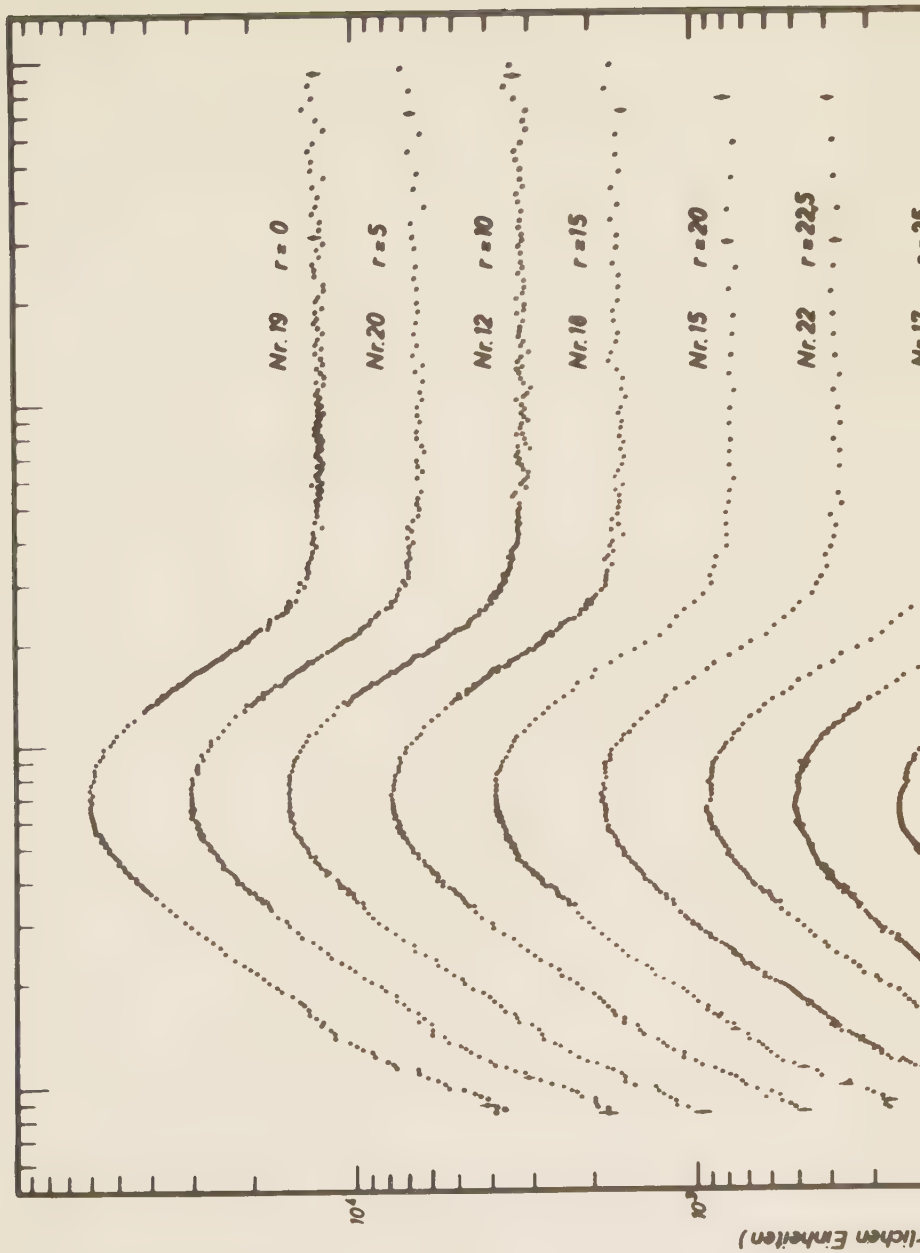
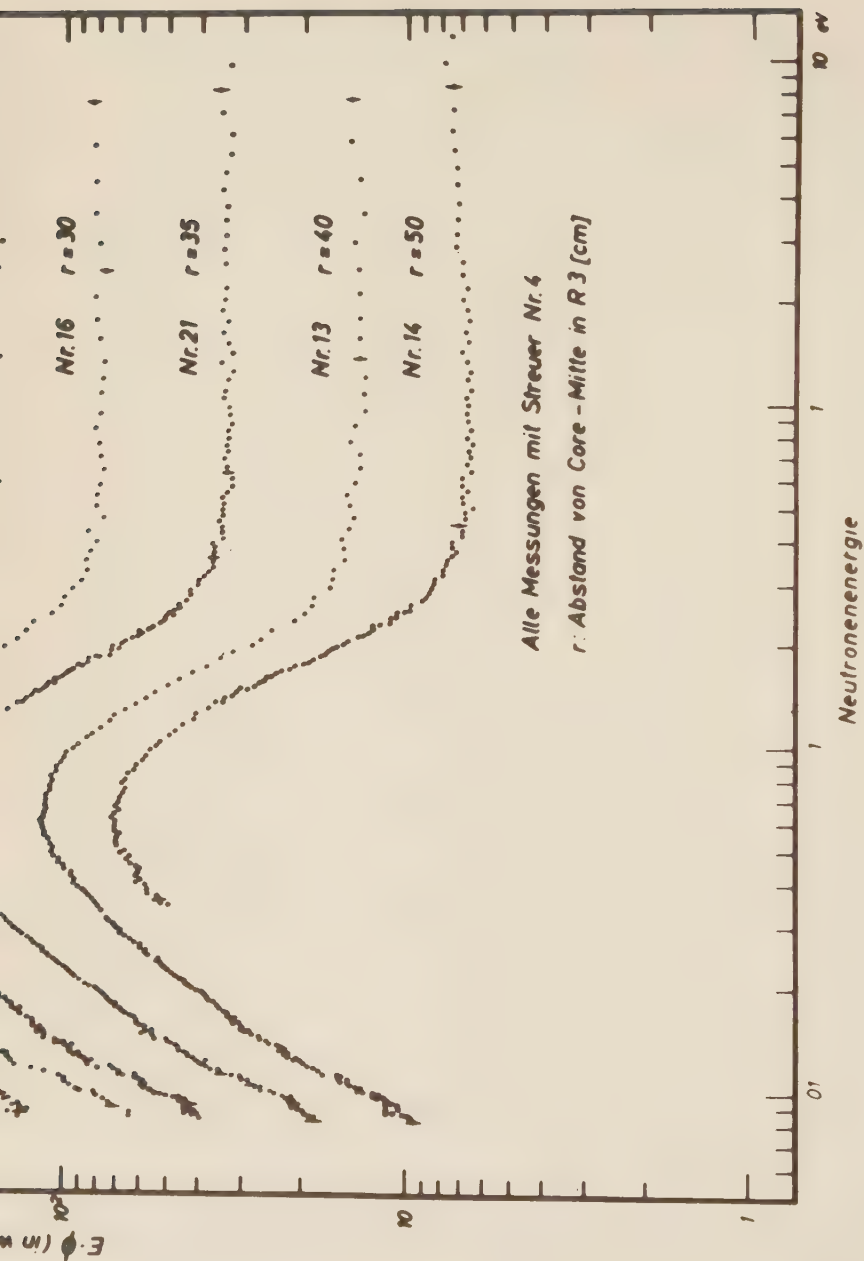


Abbildung 31. Neutronenspe



ren im Reflektor

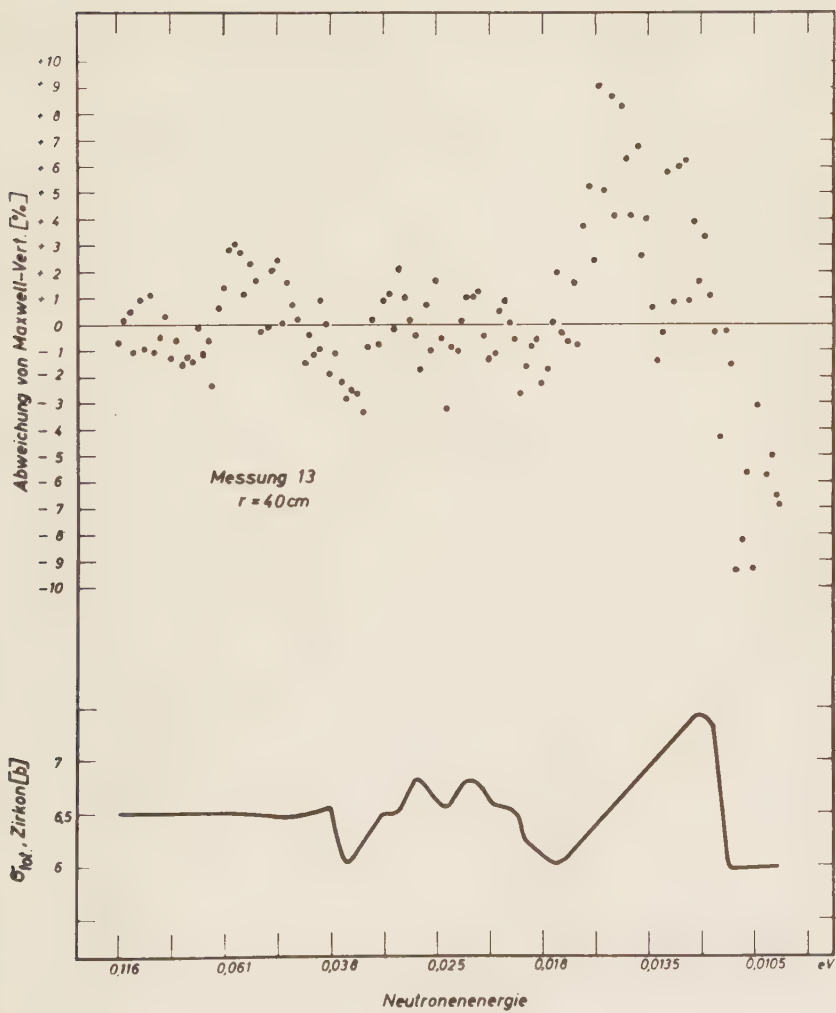


Abbildung 32. Abweichung der Meßwerte vom Maxwellspektrum

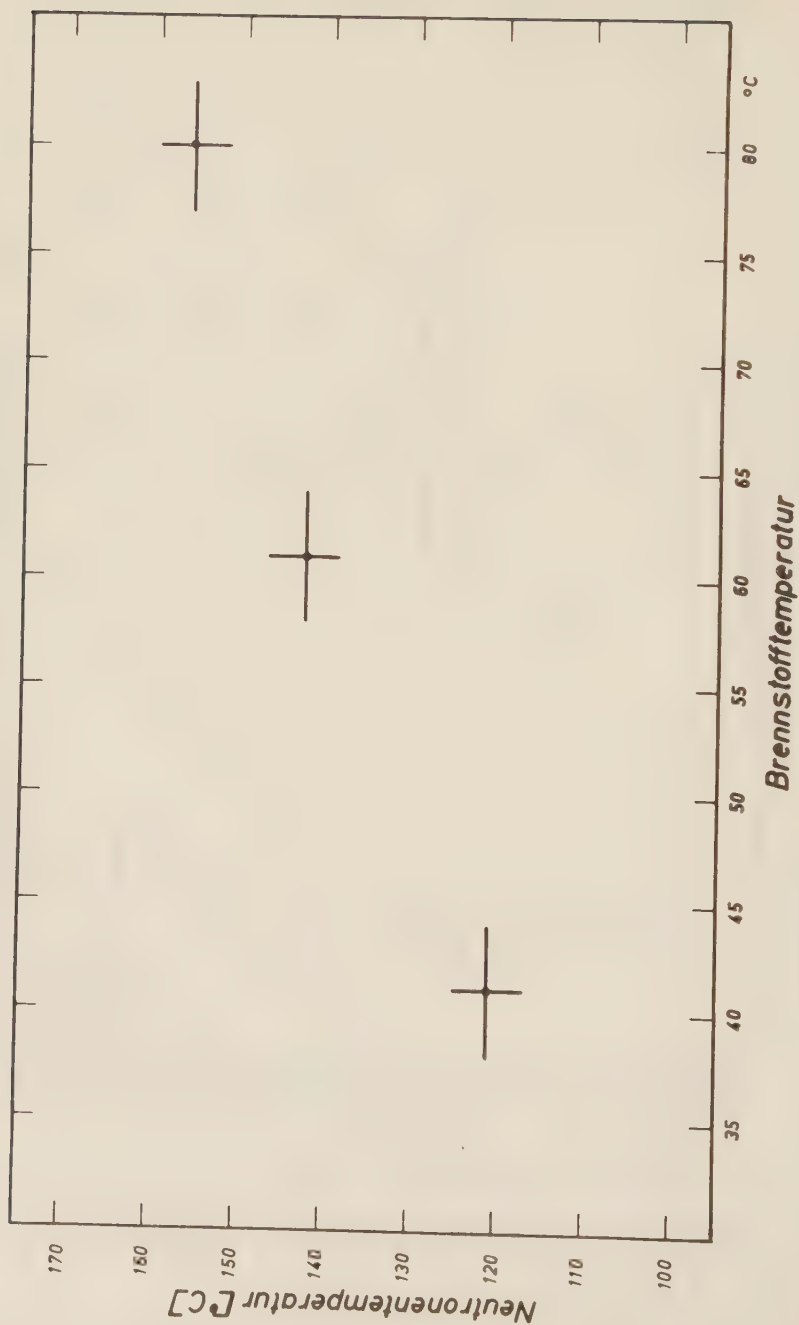


Abbildung 33. Neutronentemperatur in Abhängigkeit von der Brennstofftemperatur

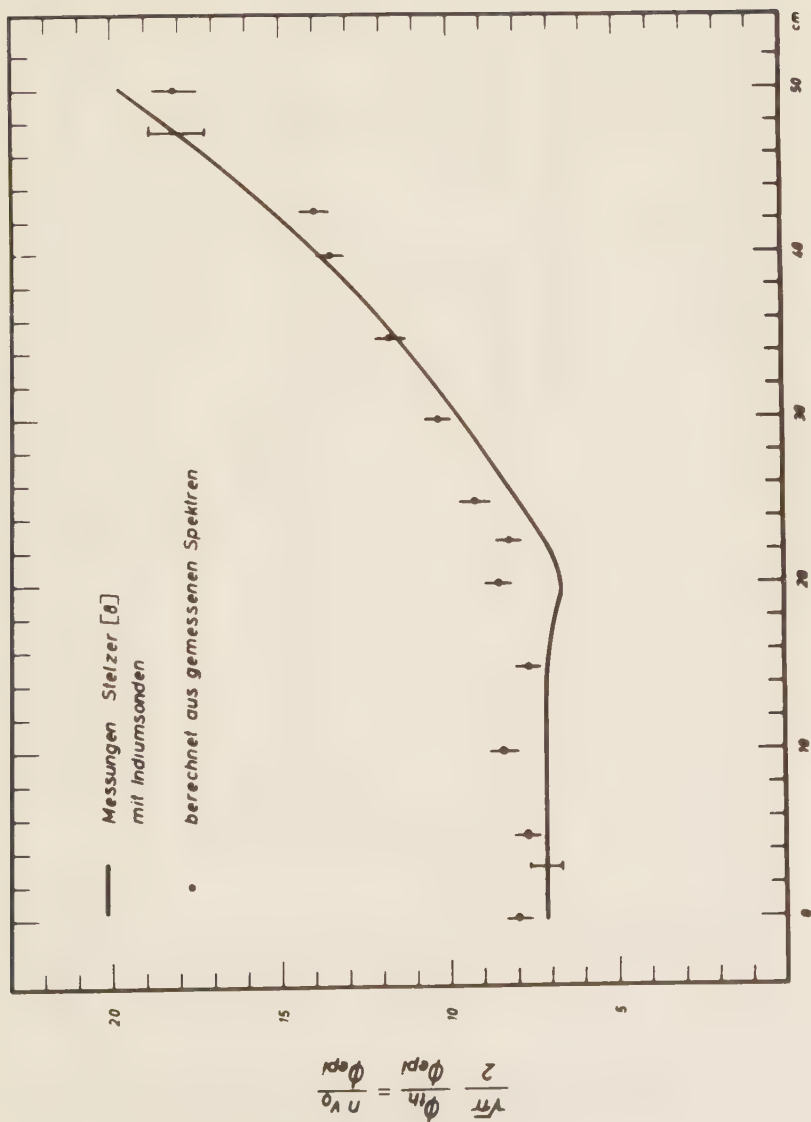


Abbildung 34. Vergleich der Spektren mit Sondenmessungen

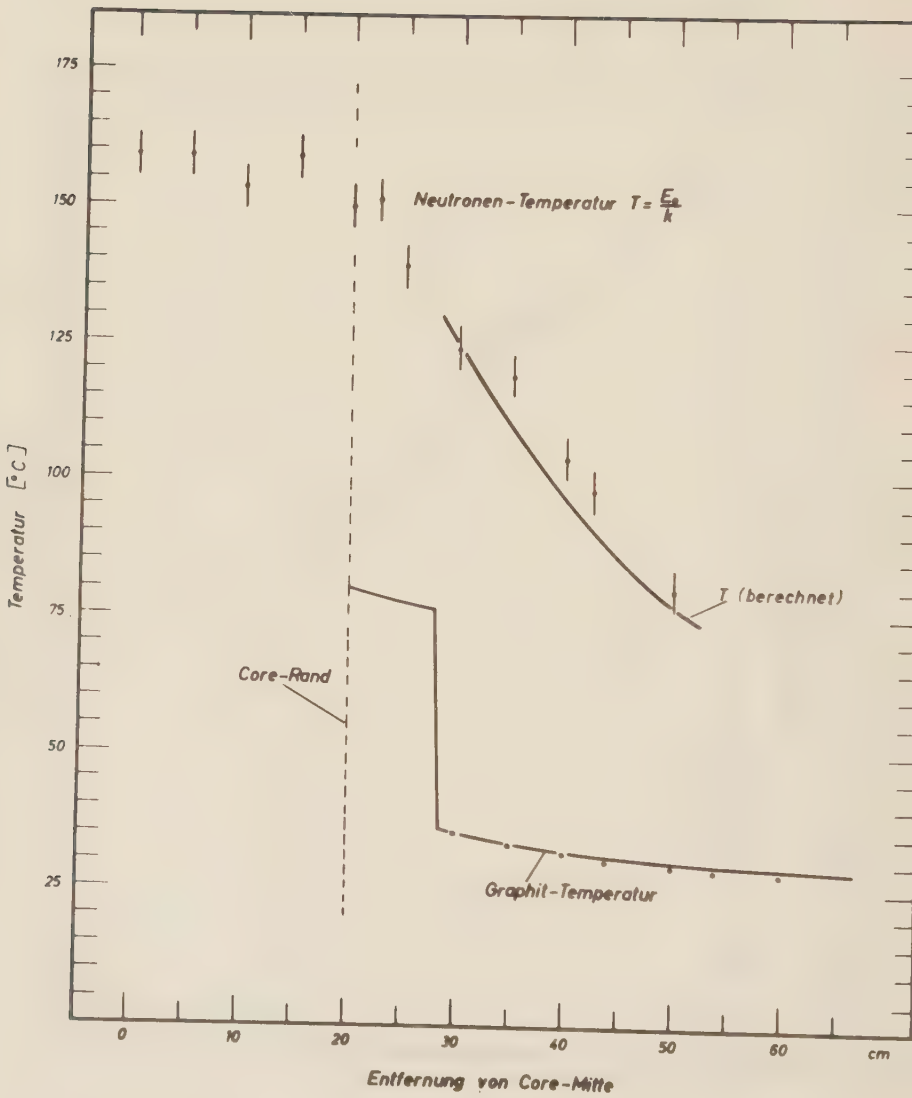


Abbildung 35. Die Neutronentemperatur im Reflektor

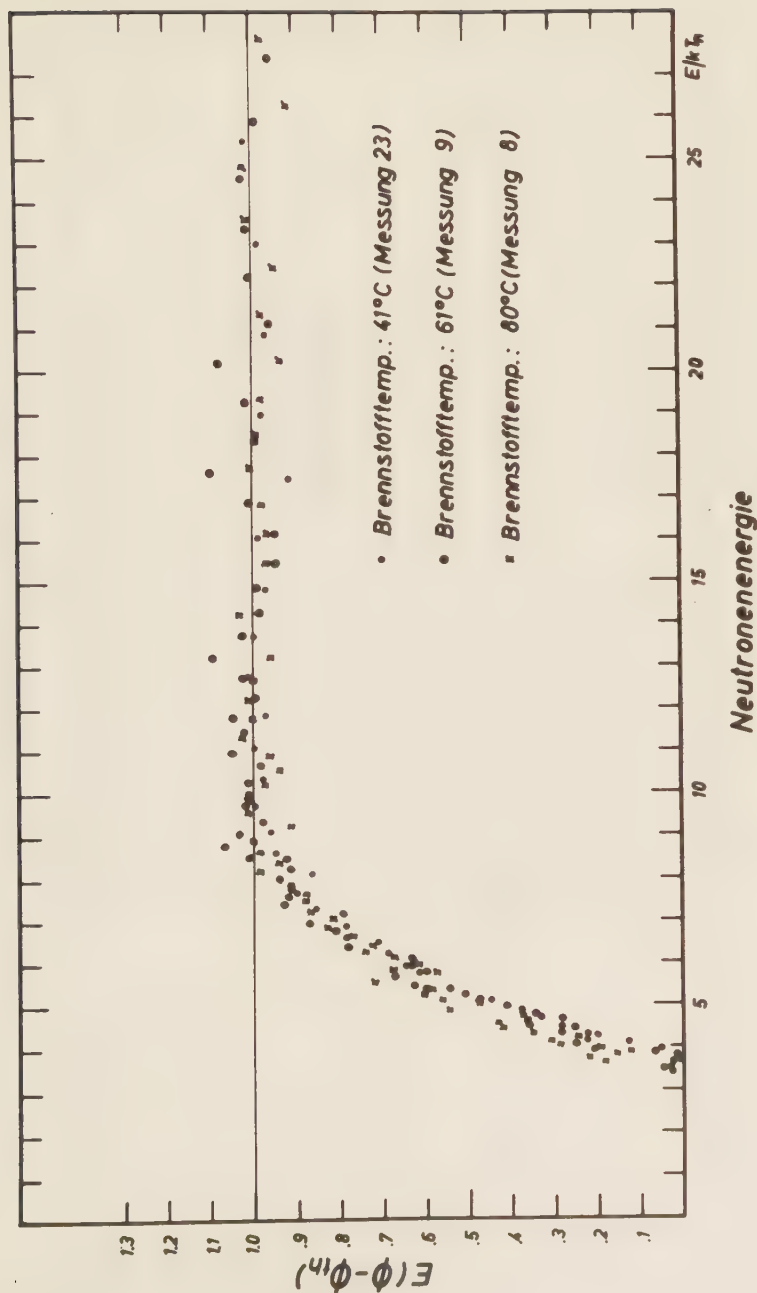


Abbildung 36. Spektrum im Übergangsgebiet. Kerntank

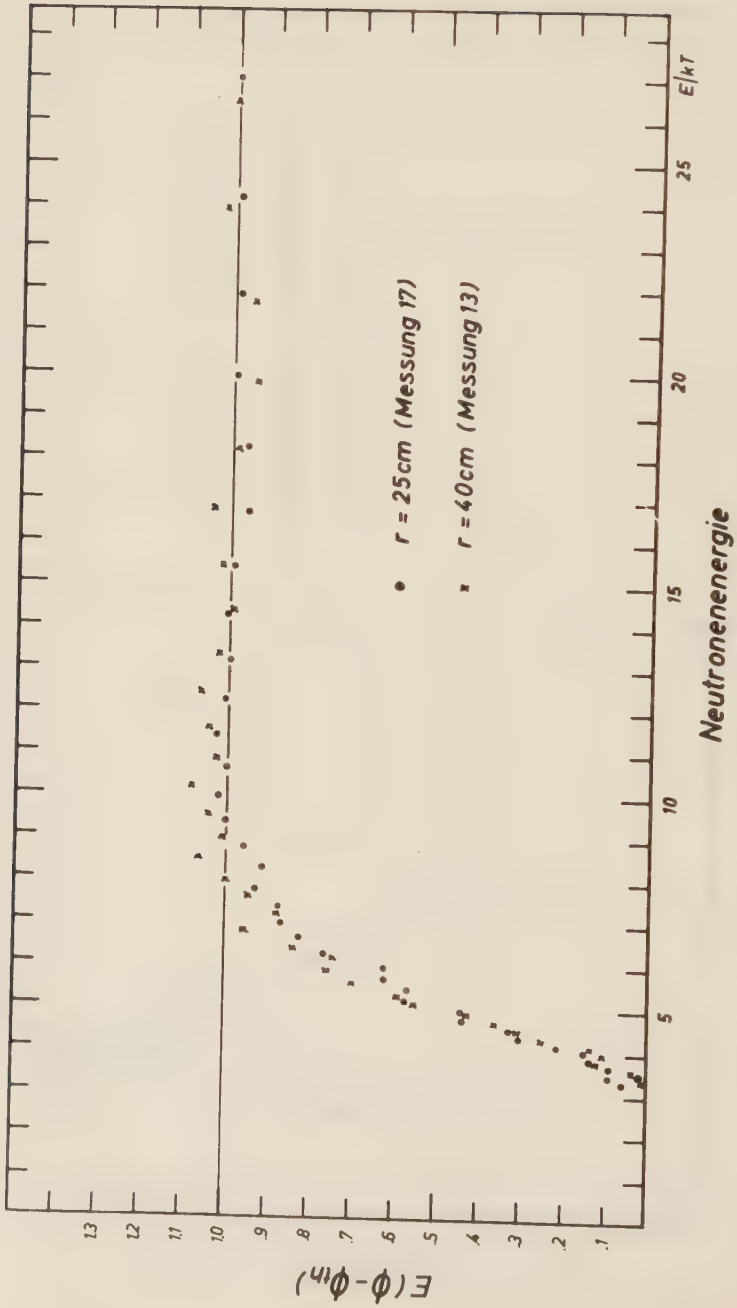


Abbildung 37. Spektrum im Übergangsgebiet. Reflektor

L e b e n s l a u f

Der Verfasser wurde am 1. Januar 1929 als Sohn des praktischen Arztes Dr. med. Gerhard Roßberg und seiner Ehefrau Marie, geb. Höckner, in Mittweida in Sachsen geboren. Dort besuchte er die Grundschule und die Oberschule. Nach Kriegseinsatz und russischer Gefangenschaft bis 1947 setzte er seine Ausbildung am Pädagogium in Bad Sachsa und an der Oberschule in Wolfenbüttel fort, wo er 1951 die Reifeprüfung ablegte.

Vom Sommersemester 1951 bis Sommersemester 1953 studierte er Physik an der Technischen Hochschule in Braunschweig und anschließend, ab Wintersemester 1953/54, an der Technischen Hochschule in Stuttgart. Seine Diplomarbeit mit dem Titel "Piezoelektrische und elastische Untersuchungen am Eis" fertigte er unter Leitung von Prof. Dr. H. O. Kneser am I. Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Stuttgart an. Die Diplom-Hauptprüfung für Physiker legte er am 1. März 1957 ab.

Seit Mai 1957 arbeitet er als wissenschaftlicher Mitarbeiter von Prof. Dr. E. Schopper in der Reaktorabteilung des Instituts für Kernphysik an der Universität in Frankfurt am Main.

